Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgegeben von

Prof. Dr. e. h. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

SECHSUNDDREISSIGSTER JAHRGANG
1935

Mit 18 Tafeln

Verlag von S. Hirzel in Leipzig
1935

530.5
P5691
v.36
WITHDRAWN
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.
Printed in Germany.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1 — 1. Januar 1935. Redaktionsschluß für Nr. 3 am 14. Januar 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. Moser, Ein handliches drehbares Vakuummeter mit drei Meßbereichen für Drucke von 700 bis 0,0001 mm *Hg*. S. 1.

R. Jaeger, Darstellung einer Schar von Röntgenschwächungskurven durch eine einzige Kurve. S. 3.

O. Meier, Die Schwärzung photographischer Platten durch sehr langsame Elektronen. Mit Tafel I. S. 8.

N. Weger, Eine Verbesserung der Methodik der Kleinionen-Zählung. S. 15.

W. Bez-Bardili, Einige Versuche zur Brechung von Ultraschallwellen. S. 20.

E. Lenz, Elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen. S. 24.

B. Karlik und E. Rona, Über eine einfache Methode zur Messung und Reichweiteprüfung von Polonium-Präparaten. S. 27.

F. Maske, Elektrostatische Voltmeter mit Zeigerablesung, brauchbar für 0 bis 10^7 Hz und für einen Spannungsbereich bis 220 Volt. S. 29.

L. Bergmann, Eine einfache Methode zum Nachweis der Piezoelektrizität von Kristallen. S. 31.

W. Bulian, Untersuchungen an Kupferoxydulphotozellen II. S. 33.

K. Bergwitz und O. E. Schweckendiek, Über die Verwendung von Photozellen zur Bestimmung des Dissoziationsgrades beim Gasgleichgewicht $N_2O_4 \rightleftarrows 2\,NO_2$ aus den gemessenen Lichtabsorptionswerten. S. 35.

P. Görlich, Zur Wirkungsweise von Zählrohr und gasgefüllter Photozelle. S. 36.

H. Teichmann, Zur Wirkungsweise von Zählrohr und gasgefüllter Photozelle (Erwiderung). S. 37.

Besprechungen:

H. F. Biggs, The Electromagnetic Field. S. 37.

L. de Broglie, L'électron magnétique (Théorie de Dirac). S. 37.

A. H. Davis, Modern Acoustics. S. 38.

Handbuch der Astrophysik. Bd. V. 1. und 2. Hälfte. S. 38.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. L. 424. Abt. V. Teil 5A, Heft 8. S. 39.

W. Nusselt, Technische Thermodynamik. S. 39.

I. A. Prins, Grondbeginselen van de hedendaagse Natuurkunde. S. 40.

Schnippenkötter-Weyres, Physik für höhere Lehranstalten. Oberstufe. S. 40.

Nachrichten. S. 40.

ABHANDLUNGEN.

Ein handliches drehbares Vakuummeter mit drei Meßbereichen für Drucke von 700 bis 0,0001 mm *Hg*.

Von Helmut Moser.

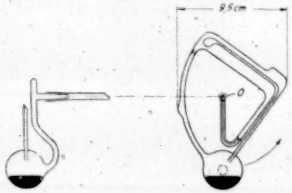
Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Drehbare Vakuummeter nach dem Mac-Leodschen Prinzip sind bisher in verschiedenen Formen konstruiert worden[1]). Das hier zu beschreibende Instrument, das bereits seit einigen Jahren praktisch erprobt ist und sich in dieser Zeit gut bewährt hat, unterscheidet sich von den bisher veröffentlichten Konstruktionen dadurch, daß es drei Meßbereiche besitzt, die sich gegenseitig ergänzen und derart angeordnet sind, daß durch eine einfache Drehung von dem einen Meßbereich auf den folgenden übergegangen werden kann. Dadurch ist der Gesamtmeßbereich, der sich über fast 7 Dezimalen erstreckt, gegenüber anderen Typen wesentlich erweitert worden, ohne daß die Handlichkeit des Instrumentes darunter gelitten hätte. Obwohl das Vakuummeter nur etwa 6 ccm Quecksilber benötigt, lassen sich noch Gasdrucke bis zu 0,0001 mm *Hg* (also ein zur thermischen Isolation ausreichendes Vakuum) nachweisen. Die Drucke sind an dem Vakuummeter direkt ablesbar, so daß sich eine Messung innerhalb von 5–10 Sekunden bequem ausführen läßt.

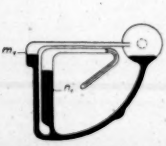
Das Vakuummeter ist in verschiedenen Stellungen (*a*, *b*, *c*, *d* und *e*) wiedergegeben. Die Glasrohranordnung (Stellung *b*) ist mittels eines Schliffes um eine zur Bildebene senkrechte Achse, die etwa durch den Kreis *O* hindurchgeht, drehbar (vgl. auch die Seitenansicht *a*). Soll eine Druckmessung ausgeführt werden, so wird das

1) U. Rheden, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **24**, 52, 1911; H. I. Reiff, Zeitschr. f. Instrkde. **34**, 97, 1914; M. L. Hamlin, Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 709, 1925; M. Brunner, Helvetica Chimica Acta **13**, 915, 1930; M. v. Meyeren, Zeitschr. f. phys. Chem. **160**, 273, 1932.

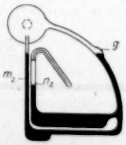
Vakuummeter von der Lage *b* im Pfeilsinne in die Lage *c* gedreht, und zwar so lange, bis die Quecksilberkuppe in dem offenen Manometerrohr m_1 mit einer dort angebrachten Strichmarke zusammenfällt. Alsdann können an der Skala des geschlossenen Rohres n_1 Drucke zwischen 1 und 700 mm *Hg* direkt abgelesen werden. Das Rohr n_1 besitzt Teilstriche bei 1, 2, 3 ... 8, 9, 10, 20, 30 ... usw. bis 700 mm *Hg*. Drucke zwischen 1 und 0,01 mm *Hg* können in ganz entsprechender Weise nach einer weiteren Drehung in Stellung *d* an der Skala des Rohres n_2 abgelesen werden, falls das Quecksilber im Rohr m_2 vorher auf eine bestimmte Strichmarke



a) Seitenansicht. b) Vorderansicht, Ausgangsstellung.



c) Meßstellung für den Bereich 700 bis 1 mm *Hg*.



d) Meßstellung für den Bereich 1 bis 0,01 mm *Hg*.

e) Meßstellung für den Bereich 0,01 bis 0,0001 mm *Hg*.

eingestellt wurde. Die kleinsten Drucke zwischen 0,01 und 0,0001 mm *Hg* werden in Stellung *e* an der Kapillare n_3 gemessen. Bei der Berechnung der Skala dieser Kapillare ist als wirksame Druckhöhe die vertikale Höhendifferenz zwischen n_3 und *f*, vermindert um die Differenz der Kapillardepressionen an diesen Stellen, angenommen worden. Die Veränderlichkeit der Kapillardepression durch inkonstanten Randwinkel oder durch schwache Verunreinigung des Quecksilbers verursacht in der Kapillare von etwa 0,2 mm lichter Weite bei einem Druck von 0,0001 mm *Hg* (Stelle der geringsten Empfindlichkeit) einen Meßfehler von höchstens 40 Proz., sofern vor jeder Ablesung an die Wandung der Kapillare geklopft wird. Man kann also noch gut unterscheiden zwischen $1 \cdot 10^{-4}$ und $2 \cdot 10^{-4}$ mm *Hg*, was im allgemeinen vollständig genügt. Die Meßgenauigkeit an den übrigen Meßstellen des Vakuummeters von 0,001 mm *Hg* an zu größeren Drucken beträgt etwa 10–20 Prozent des jeweiligen Druckes und dürfte auch hier für die meisten Zwecke ausreichen. Das Vakuummeter kann von der Meßstellung *e* durch eine Drehung im Pfeilsinne (bei *e*) in kurzer Zeit wieder in seine Ausgangsstellung gebracht werden und ist dann für eine neue Messung gerüstet. Die Einschmelzung eines kurzen Rohrstückes bei *h* verhindert dabei ein Zurückfließen des überschüssigen Quecksilbers der Vorratskugel in das Rohr m_2 und damit ein vorzeitiges Zusammenstoßen dieser Quecksilbermenge mit derjenigen des geschlossenen Manometerrohres, was wegen der dabei auftretenden Erschütterung eine Trennung des Quecksilberfadens in der Kapillare n_3 zur Folge haben könnte. Ein ähnlicher Zweck wird auch mit der als Strömungswiderstand gedachten schwachen Verengung *k* verfolgt. Die für das Vakuummeter benötigte Quecksilbermenge von etwa 6 ccm muß so bemessen sein, daß das Quecksilber in der Meßstellung *d* die Erweiterung *g* bis etwa zur Hälfte anfüllt.

Wie bei jedem anderen Vakuummeter der MacLeodschen Type, so werden auch bei dem neuen Instrument bei Anwesenheit von Dämpfen im allgemeinen zu kleine Drucke gefunden. Damit das Vakuummeter richtig zeigt, müssen solche Dämpfe z. B. durch Ausfrieren beseitigt werden. Das Vorhandensein von Dämpfen solcher Substanzen, die bei Zimmertemperatur einen größeren Dampfdruck als 4 mm *Hg* besitzen, kann in einfacher Weise daran erkannt werden, daß beim Übergang zwischen zwei Meßbereichen verschiedene Drucke gefunden werden. Wird mit dem Vakuummeter ein Vakuum von 10^{-4} mm *Hg* oder weniger festgestellt, so ist man sicher, daß auch alle etwa vorhandenen Dämpfe von Substanzen mit größerem Dampfdruck als 10 mm *Hg* bei Zimmertemperatur (also auch Wasserdampf) keinen größeren Partialdruck als 10^{-4} mm *Hg* besitzen.

Das neue Vakuummeter wird von der Firma C. Müller & Co., Berlin, Elsasser Straße 52, hergestellt.

(Eingegangen 6. Dezember 1934.)

Darstellung einer Schar von Röntgenschwächungskurven durch eine einzige Kurve.

Von Robert Jaeger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In einer früheren Mitteilung[1]) wurde darauf hingewiesen, daß es möglich ist, eine große Anzahl von Röntgenschwächungskurven, die mit stark verschiedenen Spannungen unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen wurden, durch eine gemeinsame Kurve darzustellen. Die praktischen Vorteile dieses Verfahrens liegen unter anderem z. B. darin, daß dadurch die Zuverlässigkeit der experimentellen Ergebnisse in sich geprüft wird. Auf weitere Folgerungen wird zum Schluß hingewiesen. Hier sei noch erwähnt, daß die Zurückführung der verschiedenen Schwächungskurven auf eine einzige auch Bedeutung gewinnen kann für die Beziehungen zwischen den spektralen Energieverteilungskurven verschiedener Strahlengemische.

Da die Methode bereits angewandt wurde und noch vielfacher Anwendung fähig ist, bis jetzt aber auf ihre Ausführung noch nicht näher eingegangen wurde, soll im folgenden kurz gezeigt werden, wie aus den Beobachtungsergebnissen die gemeinsame Schwächungskurve abgeleitet werden kann.

Bei den bisher bearbeiteten Messungen war stets mit inhomogenen Röntgenstrahlen gearbeitet worden. Bei solchen Strahlengemischen ändert sich die Zusammensetzung des Gemisches bei dem Durchgang durch ein absorbierendes Medium in der Weise, daß die Strahlen größerer Wellenlänge stärker absorbiert werden als diejenigen kleinerer Wellenlänge, d. h. die Strahlung wird härter. Daher nimmt auch der mittlere Schwächungskoeffizient des absorbierenden Mediums mit der Länge l des vom Strahl durchlaufenen absorbierenden Mediums ab. Wird nun die Abnahme der Strahlungsintensität innerhalb des Mediums durch die Dosisleistung vor und hinter dem Filter gemessen (D_0 und D), so ist, da sich μ mit der durchlaufenen Strecke l ändert, zu setzen:

$$\frac{D r^2}{D_0 r_0^2} = e^{-\int_0^l \mu \, dl}, \qquad (1)$$

wo r die Entfernung des Meßortes von der Strahlenquelle bedeutet. Die praktische Messung mit einem Röntgendosismesser liefert nicht den Intensitätsschwächungskoeffizienten, da ja der Dosismesser keine Intensitäten, sondern Dosisleitungen angibt. Man erhält aber einen „scheinbaren" oder Dosisschwächungskoeffizienten, dessen Beziehung zum Intensitätsschwächungskoeffizienten (wahren Schwächungskoeffizienten) in einer anderen Arbeit aufgestellt wird. Ist $l \ll r$ und r_0, so kann $r = r_0$ gesetzt werden. Trägt man $\ln \frac{D_0}{D} = \int_0^l \mu \, dl$ als Funktion von l auf, so kann man μ in bekannter Weise aus der an die Kurve gelegten Tangente berechnen. Der Wert von μ nimmt dabei von einem für $\lim l = 0$ geltenden Wert μ_0 mit wachsendem l ab und nähert sich allmählich asymptotisch einem konstanten Wert μ_∞, der für jede Spannung verschieden ist. Vgl. Abb. 3, in der für ein später erläutertes praktisches Beispiel der Verlauf von $\frac{\mu}{\mu_\infty}$ aufgetragen ist. $\frac{\mu}{\mu_\infty}$ muß sich für große l der 1 nähern. μ muß also eine Funktion von l und μ_∞ sein. Für die praktische Anwendung der Formel (1) ist es notwendig, für den Schwächungskoeffizienten μ selbst einen Ansatz zu machen und daraus durch Integration das Schwächungsverhältnis zu bilden. Wie sich erweist, kann der Verlauf von μ mit sehr großer Annäherung durch eine Exponentialfunktion dargestellt werden:

$$\mu = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) e^{-\gamma \mu_\infty l} \qquad (2)$$

oder

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = 1 + \left(\frac{\mu_0}{\mu_\infty} - 1\right) e^{-\gamma \mu_\infty l},$$

wo γ eine Konstante ist. Dieser Ansatz genügt den oben angegebenen Grenzbedingungen.

Bildet man nach Gleichung (2) den Ausdruck $\int_0^l \mu \, dl$, so ergibt sich mit Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned} \ln \frac{D_0}{D} &= \mu_\infty l + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{\gamma \mu_\infty} (1 - e^{-\gamma \mu_\infty l}) \\ &= \mu_\infty l + A (1 - e^{-\gamma \mu_\infty l}). \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

Betrachtet man in dieser Gleichung l als unabhängige Variable, so erhält man für jede Spannung die entsprechende Einzelkurve. Der Exponent $\gamma \mu_\infty$ ist dann für jede Kurve verschieden und kann aus den beobachteten Kurven berechnet werden. Betrachtet man dagegen die dimensionslose Größe $\mu_\infty l$ als Variable, so zeigt die Gleichung, daß dann alle Kurven zusammenfallen unter der Bedingung, daß γ und $\frac{\mu_0}{\mu_\infty}$ für alle Spannungen den gleichen Wert hat.

Die Konstanten A und γ der Gleichung (3) lassen sich, wie später gezeigt wird, in einfacher Weise bestimmen. Damit ist auch die Berechnung

1) R. Jaeger, Tätigkeitsber. d. PTR 1932, S. 20; Zeitschr. f. Instrkde. **53**, 246, 1933; vgl. auch Physik. Zeitschr. **35**, 665, 1934.

von μ nach Gleichung (2) möglich. Der Verlauf von Gleichung (3) ist in Abb. 1 graphisch dargestellt. Die Gleichung (3) ist transzendent, es läßt sich mit ihr das Schwächungsverhältnis $\frac{D_0}{D}$ aus $\mu_\infty \cdot l$ explizit berechnen, nicht aber umgekehrt.

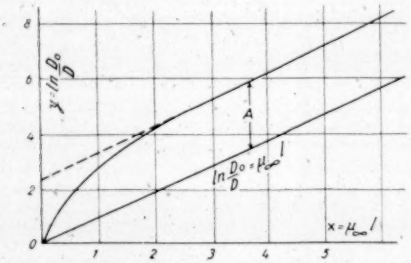


Abb. 1. Graphische Ermittlung der Konstanten A. Die von o ausgehende gekrümmte Kurve ist die für alle Spannungen zwischen 200 und 400 kV gültige Schwächungskurve für Blei.

Im folgenden wird an Hand von Meßergebnissen gezeigt, daß der Ansatz (Gleichungen 2 und 3) zu Zahlen führt, die mit den experimentellen Werten innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Damit ist auch gezeigt, daß die Bedingungen für das Zusammenfallen der verschiedenen Kurven erfüllt sind.

Wie man sieht, nähert sich $\ln \frac{D}{D_0}$ für große Werte der Variablen $\mu_\infty l$ der Geraden $\mu_\infty l + A$, die der durch den Nullpunkt gehenden Geraden $y = \mu_\infty \cdot l$ parallel ist und auf der Ordinate die Strecke A abschneidet. A enthält die beiden, allen Kurven gemeinsamen Zählenkonstanten $\frac{\mu_0}{\mu_\infty}$ und $\gamma \cdot \gamma$ entspricht der Krümmung der Kurven. Für ein bestimmtes Schwächungsverhältnis $\frac{D}{D_0}$ müssen die Längen l den Werten μ_∞ umgekehrt proportional sein, da $\mu_\infty l$ dann bei allen Kurven den gleichen Wert hat. In anschaulicher Weise geht diese Beziehung aus der Abb. 2 hervor, in der für ein praktisches Beispiel das Verhältnis $\ln \frac{D}{D_0}$ in Funktion der Filterdicke für 5 verschiedene Spannungen aufgetragen ist. Für die zu der Abszisse parallelen Geraden muß $\mu_\infty l$ konstant sein.

Experimentelle Bestätigungen. Für die Bestimmung der Konstanten hat man 2 Fälle zu unterscheiden, je nachdem μ_∞ als bekannt angesehen werden kann oder nicht.

1. μ_∞ selbst ist bekannt. Für diesen Fall liegen Messungen mit harten und überharten Strahlengemischen an Blei vor[1]), für die sich μ_∞ aus der angelegten Röhrenspannung nach der Formel $\mu_\infty = \frac{64{,}5 \cdot 10^4}{V_{kV}^2}$[2]) berechnen ließ (Tabelle 1, Spalte 9). Tabelle 1 enthält in Spalte 3—8 die für die Dosisschwächungsverhältnisse 10, 100 und 1000 den beobachteten Kurven entnommenen Filterdicken (l_{cm}), (vgl. auch Abb. 2), für die in Spalte 2 bezeichneten Spannungen, sowie die daraus gebildeten Werte $\mu_\infty l$. Wenn Gleichung (3) gelten soll, dann muß für ein bestimmtes Dosisschwächungsverhältnis das Produkt $\mu_\infty l$ für alle Spannungen den gleichen Wert haben, d. h. es muß gelten:

$$\mu_\infty l = \text{const} \quad . \qquad (4)$$

Die Tabelle I zeigt, daß dies in ausreichendem Maße der Fall ist (Spalte 4, 6 und 8). Die Abweichungen bei dem kleinsten Schwächungsverhältnis $\frac{D_0}{D} = 10$ sind durch die größere Meßunsicherheit veranlaßt. Die weiter unten dargelegte gute Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Werten zeigt aber,

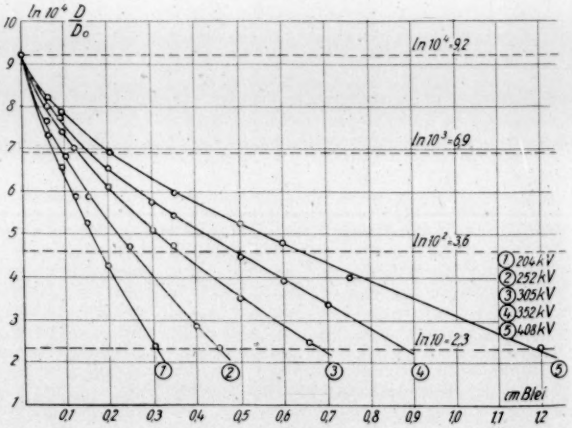


Abb. 2. Dosisschwächung in Blei zwischen 200 und 400 kV.

1) H. Herrmann und R. Jaeger, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **41**, 426, 1930 und **42**, 915, 1930.

2) R. Jaeger, Zeitschr. f. Phys. **69**, 568, 1931.

daß auch hier die Mittelung berechtigt ist. Die Mittelwerte stehen unterhalb der Spalten 4, 6 und 8.

Tabelle I.

Kurve	V kV	$\frac{D_0}{D}=10$, $\ln=2{,}3$		$\frac{D_0}{D}=100$, $\ln=4{,}6$		$\frac{D_0}{D}=1000$, $\ln=6{,}9$		μ_∞ ber. nach der Gleichung $64{,}5\cdot10^4/V^2$
		l_{cm}	$\mu_\infty l$	l_{cm}	$\mu_\infty l$	l_{cm}	$\mu_\infty l$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	204	$0{,}07_5$	1,15	0,18	2,7	$0{,}31_0$	$4{,}8_0$	15,5
2	252	$0{,}09_5$	$0{,}9_8$	0,25	2,6	$0{,}45_0$	$4{,}6_5$	10,2
3	305	$0{,}12_5$	$0{,}8_4$	0,36	2,4	$0{,}68_5$	$4{,}5_0$	6,9
4	352	$0{,}15_7$	$0{,}8_4$	0,48	2,6	$0{,}87_5$	$4{,}7_0$	5,2
5	408	$0{,}20_3$	$0{,}7_9$	$0{,}64_5$	2,5	$1{,}2_0$	$4{,}7_0$	3,9
Mittel			0,92		$2{,}5_6$		$4{,}6_6$	

Diese Mittelwerte entsprechen den Werten, die auf den durch die Ordinaten ln 10, 100 und 1000 der Abb. 2 gezogenen Waagerechten liegen. Längs dieser müssen sich also die Filterdicken l umgekehrt proportional den μ_∞ verhalten, eine Beziehung, die später verwendet wird.

Die Konstanten A und γ lassen sich nach Gleichung (3) aus dem Ausdruck $A(1-e^{-\gamma\mu_\infty l})$ berechnen, der sich aus der Differenz $\ln\left(\frac{D_0}{D}\right)-\mu_\infty l$ ergibt. Diese Werte sind in Tabelle II (Spalte 2—4) zusammengestellt, wobei die Zahlenwerte von $\mu_\infty l$ der Tabelle I entnommen wurden. Die graphische Ermittlung der Konstanten A zeigt Abb. 1. Spalte 5 enthält die mit den ermittelten Konstanten $A=2{,}30$ und $\gamma=1{,}03$ berechneten Werte, welche mit denen der Spalte 4 (beob) fast identisch sind. Die Spalte 6 wird im folgenden erläutert.

Tabelle II.

1	2	3	4	5	6
$\frac{D_0}{D}$	$\ln\frac{D_0}{D}$	$\mu_\infty l$	$\ln\frac{D_0}{D}-\mu_\infty l=A(1-e^{-\gamma\mu_\infty l})$		$\frac{\mu}{\mu_\infty}$
			beob	ber	
1	0	0	0	0	3,4
10	2,3	0,9	1,4	1,4	$1{,}9_3$
100	4,6	$2{,}5_6$	2,1	2,1	$1{,}2_0$
1000	6,9	$4{,}6_6$	$2{,}2_4$	2,3	1,0

Aus den Konstanten folgen als weitere Beziehungen [siehe Gleichung (3)]

$$\frac{\mu_0-\mu_\infty}{\mu_\infty}=A\cdot\gamma=2{,}37 \quad \text{und} \quad \frac{\mu_0}{\mu_\infty}=3{,}37.$$

Dann lautet für beliebige Spannungen, die innerhalb bestimmter Grenzen liegen, die gemeinsame Gleichung für $\frac{\mu}{\mu_\infty}$

$$\frac{\mu}{\mu_\infty}=1+2{,}37\,e^{-1{,}03\,(\mu_\infty l)}.$$

Die Werte für die 4 Schwächungsverhältnisse sind in Tabelle II, Spalte 6 eingetragen. Der Verlauf des Wertes von $\frac{\mu}{\mu_\infty}$, der sich der eins nähern muß, zeigt Abb. 3. Die Kurve der Abb. 1, die den Zusammenhang zwischen $\ln\frac{D_0}{D}$ und $\mu_\infty l$ wiedergibt, ist nichts anderes als die gemeinsame für alle Spannungen geltende Schwächungskurve. Will man zu den für eine bestimmte Spannung geltenden Einzelkurven gelangen, so muß man die Werte $\mu_\infty l$ durch die jeweiligen μ_∞ dividieren und die so erhaltene Filterdicke l als Abszisse auftragen. Die so berechneten Schwächungskurven zeigt mit den eingetragenen Meßwerten, Abb. 2. Aus der Tatsache, daß diese gut in die Kurven hineinfallen,

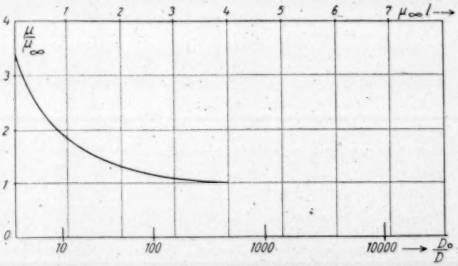


Abb. 3. Verlauf von μ/μ_∞ in Abhängigkeit vom Schwächungsverhältnis.

folgt, daß die eingangs erläuterten Bedingungen für das Zusammenfallen der verschiedenen Kurven zutreffen.

Aus der gemeinsamen Kurve läßt sich eine einfache Beziehung zwischen der Röhrenspannung V und der für ein gegebenes Schwächungsverhältnis notwendigen Filterdicke angeben. Darauf ist hier nicht eingegangen.

2. μ_∞ nicht bekannt. Wie man verfahren kann, wenn μ_∞ nicht direkt bekannt ist, wird im folgenden an Weichstrahlmessungen mit Cellophan gezeigt [1]). In Tabelle III sind die den beobachteten Kurven entnommenen Filterdicken l für 6, 8 und 10 kV mit den zu ihnen gehörigen Schwächungsverhältnissen zusammengestellt (Spalte 1—4).

Da sich die Filterdicken für ein bestimmtes Schwächungsverhältnis bei verschiedenen Spannungen umgekehrt proportional den μ_∞ verhalten sollen, ist das gleiche auch für die Summen der Filterdicken zu fordern. Diese sind unter den Spalten 2—4 angegeben. Die darunter stehenden

1) Vgl. R. Jaeger, Physik. Zeitschr. l. c.

Tabelle III.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$100\,\frac{D}{D_0}$	l_{beob} für			$\alpha \cdot l$ für			$\alpha \cdot l$ (Mittel aus 5—7)	$\ln \frac{D_0}{D}$	$16{,}5\,x = \mu_\infty l$
	6 kV	8 kV	10 kV	6 kV	8 kV	10 kV			
100	0	0	0	0	0	0	0	0	0
50	0,012	0,018	0,025	$0{,}029_2$	0,0248	0,025	$0{,}026_3$	0,693	0,433
20	0,030	0,048	0,072	$0{,}072_8$	0,066	0,072	$0{,}070_3$	1,609	1,16
10	0,045	0,077	0,110	0,109	0,103	0,110	0,107	2,302	$1{,}76_5$
5	$0{,}060_5$	0,109	0,149	$0{,}146_5$	0,150	0,149	0,148	2,996	2,44
2	0,083	0,153	0,204	0,201	0,210	0,204	0,205	3,912	3,38
1	0,102	—	—	0,247	—	—	0,247	4,605	4,07
Summe ...	0,230	0,405	0,560						
$\alpha =$	2,43	1,38	1,0						

reziproken Zahlen α sind für 10 kV gleich Eins gesetzt. Sie ergeben mit einer Konstanten multipliziert, die Werte μ_∞ (vgl. später). Die Spalten 5, 6 und 7 enthalten die mit diesen Faktoren α multiplizierten Dicken l, die für das gleiche $\frac{D}{D_0}$ bei verschiedenen Spannungen alle gleich sein müssen, wenn die Kurven zusammenfallen sollen. Spalte 8 enthält die Mittelwerte αl der Zahlen der Spalten 5—7 und Spalte 9 den dazugehörigen $\ln \frac{D_0}{D}$. Die Abb. 4 gibt die Abhängigkeit der Werte $\ln \frac{D_0}{D}$ von $\alpha \cdot l$ wieder (Spalte 8 und 9 der Tabelle III). Für große l ist $\ln \frac{D_0}{D}$ parallel der durch 0 gehenden Geraden $y = \mu_\infty l = 16 \cdot 5 \cdot x = 16{,}5\ \alpha \cdot l$, d. h. es ist $\mu_\infty = 16{,}5 \cdot \alpha$. Daraus folgt, daß die in Tabelle III angegebenen Faktoren $\alpha = 2{,}43$, 1,38 und 1,0 mit 16,5 multipliziert werden müssen, um die entsprechenden μ_∞ zu ergeben. Es wird also für

6 kV	8 kV	10 kV
$\mu_\infty = 40{,}1$	22,8	16,5

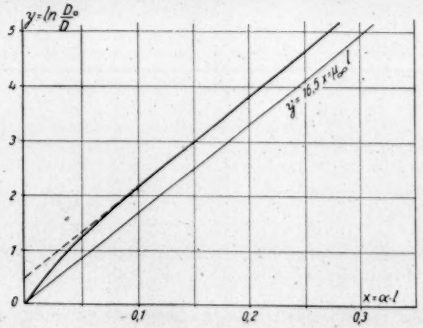


Abb. 4. Ermittlung der Konstanten A für Cellophan. Die stark ausgezogene Linie ist die gemeinsame Schwächungskurve.

Dementsprechend sind auch die Mittelwerte der Spalte 8 der Tabelle III mit 16,5 zu multiplizieren, wodurch sich die Größen $\mu_\infty l$ ergeben (siehe Spalte 10 der Tabelle III). Um die Konstanten $A = 0{,}64$ und $\gamma = 1{,}4$ zu erhalten, wurde genau so verfahren wie im ersten Fall. Die Ergebnisse und die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung zeigt Tabelle IV.

Tabelle IV.

$\ln \frac{D_0}{D}$	Differenz zwischen Spalte 9 und 10 der Tabelle III $A(1 - e^{-\gamma \mu_\infty l})$	$A(1 - e^{-\gamma \mu_\infty l})$ berechnet mit $\gamma = 1{,}4$ und $A = 0{,}64$
0	0	0
0,69	0,272	0,28
1,69	0,485	0,50
2,30	0,592	0,58
2,99	0,626	0,615
3,91	0,637	0,64
4,60	0,655	0,64

Abb. 5 zeigt die Beobachtungswerte, die gut in die berechneten Kurven hineinfallen. Dadurch ist auch in diesem Falle bewiesen, daß sich bei der Zurückführung der verschiedenen Schwächungskurven auf eine einzige Kurve Werte ergeben, die mit den experimentell gefundenen innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen.

Die vorstehenden Überlegungen gewinnen erhöhte Bedeutung, wenn man noch folgendes in Erwägung zieht. Die gemeinsame Schwächungskurve gilt nicht nur für den gemessenen Stoff, sondern mit einem bestimmten Faktor ebenso für alle anderen Stoffe, deren Schwächungskoeffizient μ zu dem des gemessenen Stoffes in einem konstanten Verhältnis steht. Wie H. Hase und H. Küstner gezeigt hat, ist dies z. B. der Fall für Cellophan und Luft von den überweichen Strahlen (Grenzstrahlen) an bis zu überharten Röntgenstrahlen[1]). Im überweichen und weichen Gebiet

1) H. Küstner, Strahlentherapie. **27**, 124, 1928. H. Hase und H. Küstner, Strahlentherapie. **30**, 80 und 112, 1928.

kommen noch die Stoffe Aluminium, Kohle, Wasser und eine Reihe Gase hinzu (M. Siegbahn,

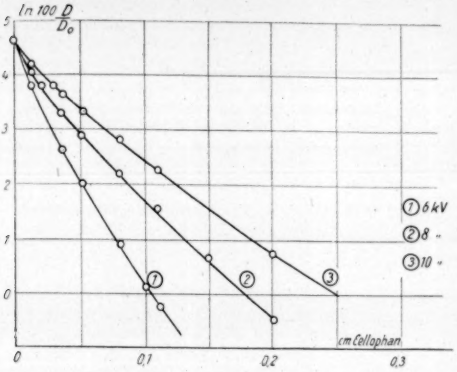


Abb. 5. Dosisschwächung in Cellophan zwischen 6 und 10 kV.

Wörnle u. a.)[1]. Nach den Zahlenangaben des II. Ergänzungsbandes der Landolt-Börnsteinschen Tabellen (1931) wurden die $\frac{\mu}{\varrho}$ von *Al, Fe, Ni, Cu, Ag, Pt, Pb* und *Zn* gegen $\frac{\mu}{\varrho}$ von Kohlenstoff aufgetragen (Abb. 6 und 7). In allen Fällen zeigt sich sowohl oberhalb wie unterhalb der

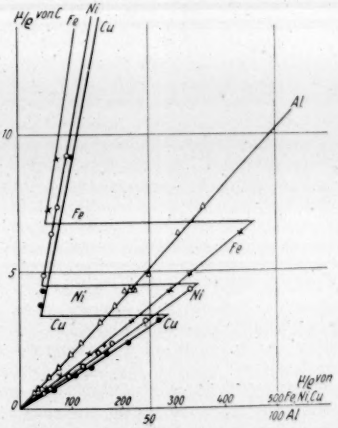


Abb. 6. Verhältnis der Schwächungskoeffizienten μ/ϱ von *C, Al, Fe, Ni, Cu* zwischen 0,6 und 2 Å nach Ergebnissen von Allen, Jönsson und Backhurst.

Absorptionssprünge (vgl. besonders *Fe, Ni, Cu, Zn*) eine völlig lineare Abhängigkeit, so daß die Wahrscheinlichkeit sehr groß ist, daß diese Gesetzmäßigkeit allgemeine Gültigkeit hat. Die für verschiedene Spannungen aufeinander zurückgeführten Schwächungskurven umfassen demnach außer einem bestimmten Spannungsbereich eine Anzahl verschiedenster Stoffe. Dieser Zusammenhang bietet u. a. die Möglichkeit, die bei harten Strahlen schwer meßbare Schwächung von Luft durch Verwendung eines stärker absorbierenden Filters bis zu den harten Strahlengemischen zu messen.

Ob den geschilderten Beziehungen eine tiefere physikalische Ursache zugrunde liegt und welche Zusammenhänge mit der spektralen Energieverteilung bestehen, bleibt zunächst dahingestellt.

Zusammenfassung.

Trägt man die Dosisleistung (Röntgen pro sec) für eine bestimmte Röhrenspannung in Abhängigkeit von der Filterdicke auf, so erhält man eine Schwächungskurve, aus der sich der Dosisschwächungskoeffizient μ ergibt. Dieser ist bei inhomogener Strahlung eine Funktion der Filterdicke l und fällt von einem Anfangswert μ_0 auf

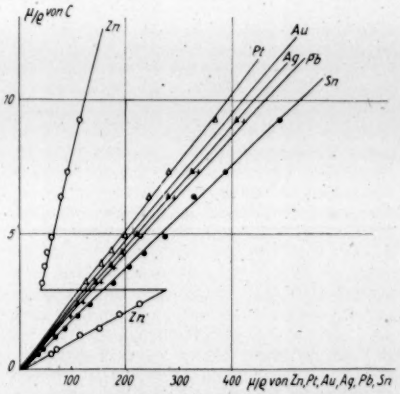


Abb. 7. Verhältnis der Schwächungskoeffizienten μ/ϱ von *C* zu *Zn, Pt, Au, Ag, Pb, Sn* zwischen 0,6 und 2 Å nach Ergebnissen von Allen, Jönsson und Backhurst.

einen Endwert μ_∞ für ein unendlich dickes Filter ab. Für verschiedene Röhrenspannungen ergibt

1) M. Siegbahn, Spektr. d. Röntgenstrahlen, II. Aufl. 1931, Tabelle 227, S. 469; Wörnle, Ann. d. Phys. **5**, 475, 1930.

sich eine entsprechende Schar von Schwächungskurven. Für den Verlauf einer einzelnen Schwächungskurve kann man eine e-Funktion ansetzen. Betrachtet man in dieser statt der Filterdicke l das dimensionslose Produkt $\mu_\infty l$ als Variable, so kann man die ganze Kurvenschar auf eine einzige Kurve zurückführen. Der experimentelle Beweis wird an zwei Meßreihen durchgeführt, die mit harten und überharten Strahlen an Blei sowie mit überweichen Strahlen an Cellophan angestellt wurden. Das geschilderte Verfahren kann auch angewendet werden, wenn μ_∞ selbst nicht bekannt ist, also die Schwächungskurve früher abgebrochen wird. An Hand vorhandenen Beobachtungsmaterials (Landolt-Börnstein) wird gezeigt, daß die Schwächungskoeffizienten der verschiedensten Stoffe innerhalb bestimmter Spektralbereiche in einem von der Spannung unabhängigen Verhältnis stehen. Dadurch gewinnen die abgeleiteten Beziehungen eine allgemeinere Gültigkeit.

(Eingegangen 26. Oktober 1934.)

Die Schwärzung photographischer Platten durch sehr langsame Elektronen.

Von Otto Meier.

Mit Tafel I.

1. Allgemeines.

Ziel der vorliegenden Untersuchung war, die untere Geschwindigkeitsgrenze für die Schwärzung durch langsame Elektronenstrahlen zu untersuchen. Die beiden Forscher [E. Burroughs (1) und V. Weidner (2)], die sich bisher das gleiche Ziel gesetzt hatten, konnten unterhalb von 20 bis 22 Volt keine Schwärzungen erzielen. Da diese Erscheinung energetisch nicht zu erklären war (ein Quant im sichtbaren Licht hat die gleiche Energie wie ein 1-Volt-Elektron), versuchten die beiden Verfasser, einen Zusammenhang der von ihnen gefundenen Grenze mit der Anregungsspannung des Quecksilbers (Burroughs) bzw. des Silbers (Weidner) zu konstruieren. Das läuft aber darauf hinaus, die Schwärzung durch Elektronen zu erklären als eine Schwärzung durch elektronenerregte Fluoreszenz. Nun besteht, wie ich an anderer Stelle (S. 13) nachweisen werde, die größte Wahrscheinlichkeit dafür, daß es zum mindesten auch eine primäre Elektronenschwärzung gibt. Also ist der Erklärungsversuch von Weidner unwahrscheinlich. Die Schwärzungen, die Burroughs erzielte, sind Fluoreszenzschwärzungen (er sah das Gas und die Platte leuchten); das beweist aber nur, daß sein Vakuum schlecht war (er gibt selbst an, daß er zu dem Versuch bei 20,7 Volt einen Quecksilbertropfen in der Apparatur verdampfte). Wenn es also primäre Elektronenschwärzungen gab, mußten diese unter günstigen Versuchsbedingungen bis herab zu 1 Volt erhalten werden. Die von Weidner gefundene Grenze war dann eine Grenze seiner Versuchsbedingungen. Es ist mir auch wirklich gelungen, diese Grenze auf 5 Volt herabzudrücken.

2. Vergleich der Versuchsanordnungen.

Eine Apparatur zur Untersuchung der vorliegenden Fragen muß folgende Bedingungen erfüllen: es müssen Elektronen erzeugt, von dem dabei auftretenden Licht getrennt, auf die gewünschte Geschwindigkeit beschleunigt und auf die photographische Platte gebracht werden. Gleichzeitig ist die Platte vor störendem Fremdlicht zu schützen. Da schließlich so langsame Elektronen in Luft nicht weit kommen, muß die ganze Apparatur gut ausgepumpt werden können. Die Elektronenintensität und -geschwindigkeit sowie die Güte des Vakuums müssen gemessen werden können.

Bei allen bisherigen Versuchen war die Elektronenerzeugung glühelektrisch; die Trennung vom Licht der Glühkathode geschah bei Weidner-Burroughs und mir durch ein homogenes Magnetfeld, das, senkrecht zur Elektronenbahn verlaufend, diese auf einen Kreisbogen ablenkt. Diese Anordnung ermöglicht eine einwandfreie Trennung der Elektronen vom Licht der Glühkathode bei kürzesten Elektronenwegen und verringert so die bei geringsten Geschwindigkeiten besonders großen, unkontrollierbaren Abweichungen durch magnetische Störfelder.

Es sei hier betont, daß der Elektronenweg bei Weidner ein Viertelkreis, bei mir ein Halbkreis war. Dadurch erreichte ich eine Fokussierung der Elektronen, während Weidner eine starke Streuung derselben erhielt.

Da die Platte zum Versuch ins Hochvakuum gebracht werden muß, ist es zweckmäßig, auf eine Platte immer mehrere Aufnahmen zu machen, um nicht zu jedem Versuch die Apparatur öffnen und eine neue Platte einlegen zu müssen. Außerdem lassen sich natürlich nur Aufnahmen, die auf einer Platte aufgenommen sind, einwandfrei in bezug auf ihre Schwärzung miteinander vergleichen, da die Entwicklungsbedingungen und schließlich auch die Platten selbst nie vollkommen gleich gehalten werden können. Weidner befestigte die Platte auf einer Schraubenmutter, drehte die zugehörige Spindel durch einen Schliff und schob so die Platte von Aufnahme zu Aufnahme weiter. Bei meinen Versuchen war die Kassette senkrecht

angeordnet, trug hinten eine Zahnstange und fiel um je einen Zahn, wenn ein Anker, der mit der Zahnstange in Eingriff stand, von außen durch ein biegsames Tombakrohr bewegt wurde. Burroughs verzichtete auf eine mechanische Bewegung der Platte und brachte durch Änderung des Magnetfeldes den Elektronenstrom auf verschiedene Stellen der Platte. Die Anordnung Burroughs hat mit der meinigen den Vorzug gemeinsam, daß zum Wechseln der bestrahlten Plattenstelle kein Schliff nötig ist, der bei Hochvakuumarbeiten immer ein besonders kritisches Konstruktionselement darstellt. Die elegante Lösung Burroughs hat aber den Nachteil, daß aus geometrischen Gründen zwischen Platte und Glühkathode nur schwer (oder nur schwer justierbare) Blenden angeordnet werden können, um eine absolute Lichtsicherheit zu erhalten; in der Tat hat Burroughs auf diese Blenden verzichtet.

3. Plattenmaterial.

Schon die Versuche bei höheren Spannungen hatten gezeigt, daß die Elektronen in die photographische Schicht nicht tief eindringen, also offenbar durch die Gelatine stark absorbiert wurden, im Gegensatz zu sichtbarem Licht, das zu einem beträchtlichen Teil die Schicht durchsetzt. So konnte ich unterhalb von 25 Volt keine Schwärzung der normalen photographischen Platte erhalten, da auch die obersten Bromsilberkörner schon in Gelatine eingebettet sind. Für die niedrigen Spannungen verwandte daher bereits Weidner Platten, die er nach dem Rezept von Schumann selbst gegossen hatte, oder die er mit Schwefelsäure künstlich gelatinearm machte. Burroughs benutzte Eastman-33-Platten, ich verwandte Agfa-Kontrast-Platten bis herab zu 25 Volt, darunter Schumann-Platten von Adam Hilger in London, die nach der von der Firma angegebenen Vorschrift behandelt wurden und sich gut bewährten. Die Platten hatten nur eine unangenehme Eigenschaft: wenn sie länger als 12 Stunden im Vakuum gehalten wurden, verloren sie stark an Empfindlichkeit. Wurde dann die Entwicklung über 30 sec ausgedehnt, um die letzten Bildspuren zum Vorschein zu bringen, so begannen sie ganz plötzlich zu schleiern. Nach den Angaben von Hilger ist neuerdings das Herstellungsverfahren geändert worden; seither zeigt jede geschleierte Platte eine unregelmäßige streifige Struktur, so daß verschleierte Platten nicht mehr recht brauchbar sind. Obwohl ich also vor jedem Versuch höchstens 8 Stunden pumpen konnte, war trotz des Fehlens jeder Ausheizmöglichkeit das erreichbare Vakuum befriedigend.

4. Versuchsanordnung.

Um störende äußere elektrische Felder abzuschirmen und gleichzeitig Sicherheit gegen Fremdlicht zu erreichen, wurde die Apparatur aus Messing gebaut. Sie hat die Form einer kreisrunden Dose von 15 cm Durchmesser und 5 cm Höhe (s. Fig. 1), auf die exzentrisch ein Turm

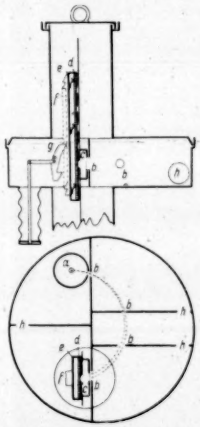


Fig. 1. a) Glühkathode, b) Blenden, c) Faradaykäfig, d) Photographische Platte, e) Kassette, f) Zahnstange, g) Anker, h) Löcher zum Luftausgleich.

von 13 cm Höhe und 4 cm Durchmesser aufgesetzt ist, der äußerlich eine Verlängerung erfährt durch ein an der Unterseite der Dose angesetztes Rohr von ebenfalls 4 cm Durchmesser und 18 cm Länge, an das die Leitung zur Pumpe anschließt. Weiter befinden sich an der Unterseite der Dose angelötet ein biegsames Tombakrohr, ein Ansatzrohr, in das der Schliff der Glühkathode und ein Ansatzrohr, in das das Ionisationsmanometer eingekittet ist. Der Deckel der Dose ist mit dem aufgelöteten Turm abnehmbar; der Rand des Deckels bildet mit dem Rand der Dose eine Rinne von V-förmigem Profil, die zur Abdichtung mit Apiezonwachs ausgegossen wird. Den oberen Rand des Turmes bildet eine umlaufende Rinne von U-förmigem Querschnitt, die gleichfalls mit Apiezonwachs ausgegossen ist und die nach dem Einsetzen der Kassette das Deckelchen aufnimmt.

Im Innern der Dose steht über der Glühkathode eine geschlossene Haube, die zum Durchtritt der Elektronen eine Bohrung von 2 mm Durchmesser hat. Dann folgen 3 Scheidewände, die an ungefährlichen Stellen zum Druckausgleich 1 cm große Löcher haben und die

außerdem wachsende Blendenöffnungen aufweisen, so daß die letzte Blende 5 mm Durchmesser hat. Die Blendenöffnungen liegen ungefähr auf einem Kreis mit dem Radius 3 cm, d. h. sie lagen ursprünglich genau auf diesem Kreisbogen; da aber in dem mir zur Verfügung stehenden Raum ein sehr inhomogenes Magnetfeld herrschte, war ich gezwungen, die Blenden empirisch so lange zu verändern, bis ein genügender Elektronenstrom auf die photographische Platte traf. Diese Justierung wurde erleichtert durch kleine Fluoreszenzschirme (Glasplatten, auf die Leuchtmasse aufgetragen war), auf denen durch Schaulöcher im Dosendeckel die Richtung des Elektronenstrahls beobachtet werden konnte. Nach beendeter Justierung wurden die Fluoreszenzschirme wieder entfernt.

Im Abstand von 2 mm hinter der dritten Blende liegt die Vorderwand eines 3 mm hohen Faradaykäfigs, die aus feinmaschigstem Drahtnetz besteht. Der Käfig wurde so niedrig gebaut, weil die Elektronen auf ihrem Weg von der letzten Blende bis zur Platte, den sie mit verringerter Geschwindigkeit zurücklegten, stark abgelenkt wurden, und also in einem höheren Käfig nicht zur Platte gekommen, sondern auf die Seitenwand des Käfigs aufgetroffen wären (s. auch Abschnitt 5: Schaltung).

Die Hinterwand dieses Käfigs enthält ein elliptisches Loch (kleine Achse 3 mm, große Achse 5 mm; die große Achse liegt waagerecht), mit dem 10 gleiche Löcher in der Vorderwand der Kassette nacheinander in übereinstimmende Lage gebracht werden können. Die elliptische Form der Löcher wurde gewählt, weil nach den Versuchen von Seitz und Harig mit dem Auftreten von „Kernen" zu rechnen war, die eine gleichmäßige Schwärzung der ganzen bestrahlten Plattenfläche verhindert hätten. Die Abrundung der Ecken sollte das Auftreten von Kernen erschweren, die längliche Form der Öffnung sollte gleichzeitig einem doch etwa auftretenden Kern eine längliche Form aufzwingen, so daß eine Photometrierung in Richtung der kleinen Achse mit 1 mm langem Photometerspalt[1]) doch möglich war. (Die Versuche von Seitz und Harig hatten bekanntlich gezeigt, daß gerade die Kerne dem Bunsen-Roscoeschen Gesetz gehorchten, also wahrscheinlich die „richtige" Elektronenschwärzung darstellten, während die Umgebung der Kerne um so weniger geschwärzt wurde, je höher die Elektronendichte war.)

Die Hinterwand des Käfigs reicht nach oben und unten (in den Turm und das Rohr zur Luftpumpe) je 15 cm weit; an ihr gleitet die Kassette entlang und eine federnde Fangvorrichtung sorgt dafür, daß die Kassette nach der 10. Aufnahme nicht weiterfallen kann. Der Käfig und seine Rückwand sind durch Quarz von dem Gehäuse isoliert; eine mit Quarz isolierte Durchführung zum Spiegelgalvanometer durch das untere Rohr dient gleichzeitig der weiteren Befestigung.

Ebenfalls auf Quarz montiert ist die Fortschaltvorrichtung, die durch das Tombakrohr betätigt wird. Sie besteht aus einem Anker, der um seinen Mittelpunkt drehbar gelagert ist und aus einer Schubstange, die exzentrisch angreift. Die Schubstange wird durch einen Messingstab, der am unteren Ende des Tombakrohres eingelötet und der zur Isolation durch einen Quarzstab unterbrochen ist, bewegt. Bewegung in einer Richtung bewirkt, daß die Kassette „auf Lücke" fällt, also eine undurchbrochene Stelle des Kassettendeckels in die hintere Öffnung des Faradaykäfigs tritt, Bewegung in entgegengesetzter Richtung läßt die Kassette in Aufnahmestellung fallen. Jede Einzelaufnahme konnte also auf dem Kassettendeckel genau eingestellt werden, dann wurde die Kassette um einen Zahn gesenkt, die Platte wurde „belichtet", nach gemessener Zeit wieder auf Lücke gestellt und die neue Aufnahme vorbereitet.

Die Glühkathode, die ursprünglich ein senkrechter Wolframdraht war, wurde im Lauf der Versuche mehrfach geändert, doch wurde zu den Versuchen bei niedrigsten Spannungen ausschließlich eine indirekt geheizte Kathode verwandt, die folgendermaßen hergestellt wurde: Ein Oxydband (Nickelband 0,39 × 0,0028 mm, mit Erdalkalioxyden bestrichen; von Osram zur Verfügung gestellt) wurde in Kollodium oder Zaponlack getaucht und getrocknet, so daß es ohne zu bröckeln um ein Quarzröhrchen von 1 mm Außendurchmesser gewickelt werden konnte; nach abermaligem Tauchen haftete es dann genügend fest auf dem Quarzrohr, um weiter behandelt werden zu können. Durch das Röhrchen wurde ein Wolframdraht von 0,2 mm Durchmesser geführt. Das eine Ende des Oxydbandes wurde mit einer feinen Platinschlinge am Quarz festgebunden; das andere lag direkt am Heizfaden. Vor dem Einsetzen in die Apparatur wurde die fertige Kathode in einer Gasflamme abgebrannt und geglüht, bis das Band seine ursprüngliche weiße Farbe hatte; während des Pumpens wurde dann zur Entgasung mit einer Stromstärke, die die später zur Emission nötige übertraf, geglüht. Wenn während der Emission das Vakuum gut war, vertrug diese Kathode mehrmaliges Lufteinlassen und Auspumpen (beim Herausnehmen der bestrahlten

1) 1 mm war die Spaltbreite des Krüßschen Registrierphotometers, das das Institut für theoretische Physik besaß.

und Einsetzen der neuen Platte), ohne an Leistungsfähigkeit einzubüßen. Sie mußte allerdings nach jedem Auspumpen formiert werden.

Die Glühkathode war in einen Schliff eingesetzt und mit diesem drehbar. Eine geringe Exzentrizität der Glühkathode erlaubte, durch Drehen des Schliffes die maximale Elektronendichte auf die Platte zu bekommen.

Die Ablenkung der Elektronen auf den Kreisbogen wurde erreicht durch ein Spulenpaar nach Helmholtz (zwei gleiche waagerechte Spulen von je 30 cm mittlerem Windungsdurchmesser und einem Windungsquerschnitt von $2 \times 2\,cm^2$ im Abstand ihres Halbmessers; je 300 Windungen Kupferdraht von 1 mm Durchmesser).

Das erdmagnetische Feld wurde durch eine große Flachspule kompensiert, die, um 10° gegen die Horizontale geneigt, das gesamte äußere Feld grob kompensierte; die Feinregulierung wurde dann durch Verschieben und Schrägstellen der Ablenkspulen so getroffen, daß ein Maximum der Elektronendichte auf die photographische Platte traf (erkennbar an einem Maximum des Ausschlages am Spiegelgalvanometer).

Das Vakuum wurde erzeugt mit Hilfe einer zweistufigen rotierenden Ölpumpe und einer dreistufigen Stahldiffusionspumpe (beide von Leybold). Die Hochvakuumleitung war 1 m lang, hatte 3 cm Durchmesser und eine Kühlfalle von gleichem Durchtrittsquerschnitt und 22 cm Länge. Zwischen der Diffusionspumpe und der Kühlfalle war ein Hahn mit 2 cm weiter Bohrung angeordnet. Gekühlt wurde mit flüssiger Luft.

Das Vakuum wurde gemessen mit einer Telefunkenröhre RE 11 als Ionisationsmanometer (5). Das Vakuum war bei den Messungen immer besser als $5 \cdot 10^{-6}$ mm, wurde aber nicht mehr regelmäßig gemessen, nachdem sich herausgestellt hatte, daß das Verhalten der Oxydkathode ein genügendes Kriterium für die Güte des Vakuums war. Ein einwandfreies Vakuum war übrigens nur zu erreichen, wenn der Schliff der Glühkathode mit Apiezonfett (von Leybold) geschmiert wurde. Alle anderen bei den Vorversuchen verwandten Vakuumfette gaben Gas ab und zerstörten die Oxydkathode in kurzer Zeit.

5. Schaltung.

Die Elektronendichte, die zu den Versuchen nötig war, wurde erzielt durch die Anwendung eines bekannten Kunstgriffs: die Elektronen liefen mit einer Geschwindigkeit, bei der erfahrungsgemäß noch eine gute Konzentration des Strahls vorhanden war (30 bis 60 Volt), bis zur letzten Blende unmittelbar vor dem Faradaykäfig, um in diesem Zwischenraum auf die Endgeschwindigkeit abgebremst zu werden (s. Schaltschema Fig. 2).

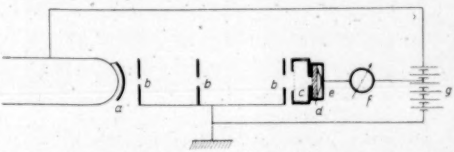


Fig. 2. a) Glühkathode, b) Blenden, c) Faradaykäfig, d) Photographische Platte, e) Kassette, f) Spiegelgalvanometer, g) Batterie.

Die dazu nötigen Spannungen wurden an einer Stahlbatterie abgegriffen. Das Spiegelgalvanometer hatte eine Empfindlichkeit von $4 \cdot 10^{-9}$ Amp/cm.

6. Gang eines Versuchs.

Zwischen den Versuchen war die Apparatur im allgemeinen ausgepumpt, damit die Metallwände nicht überflüssig Gase adsorbierten. Zum Versuch wurde Luft eingelassen, das Turmdeckelchen entfernt, der Raum verdunkelt und die Kassette mit eingelegter Platte in die Apparatur eingesetzt. Dann wurde ausgepumpt und nach etwa zweistündigem Pumpen das Vakuum mit dem Ionisationsmanometer kontrolliert. Fiel diese Kontrolle befriedigend aus, so wurde mit dem Formieren der Glühkathode begonnen. Nach insgesamt sechs- bis achtstündigem Pumpen wurden die eigentlichen Versuche aufgenommen. Die Spule zur Kompensation des Erdfeldes und die Ablenkspulen wurden eingeschaltet; erstere wurde von einem einmal mit einer Magnetnadel eingestellten Strom von 0,2 Amp durchflossen; der Strom in letzterer wurde so einreguliert, daß das Spiegelgalvanometer einen Elektronenstrom zum Faradaykäfig nachwies (hierbei lag das Instrument zwischen Faradaykäfig und Erde). Dann wurde die Glühkathode gedreht, bis der Strom zum Käfig ein Maximum hatte. Jetzt erst wurde die Gegenspannung eingeschaltet und nun unter dauerndem Nachregulieren des Stroms in den Ablenkspulen, der Lage der Ablenkspulen und der Lage der Glühkathode die gewünschte Elektronendichte zum Faradaykäfig eingestellt.

Wenn sich Konstanz der Elektronendichte eingestellt hatte, wurde zur eigentlichen Aufnahme geschritten: durch Heben am Tombakrohr fiel die Kassette in Aufnahmestellung, blieb in dieser Stellung während der mit einer Stoppuhr gemessenen Aufnahmezeit und wurde dann

wieder auf Lücke gerückt. Auf dem Kassettendeckel konnte jetzt die zweite Aufnahme eingestellt werden. Nach zehn Aufnahmen wurde die Leitung von der Diffusionspumpe zum Kühlgefäß abgesperrt, durch Lockern des Schliffs der Glühkathode Luft eingelassen, der Turm geöffnet und in verdunkeltem Raum die Kassette herausgenommen. Die Platte wurde sofort entwickelt.

7. Versuchsergebnisse.

Die ersten Versuche wurden mit der schon von Nacken (3) benutzten Apparatur gemacht, um Anschlußmessungen zu erhalten; sie zeigten bei Beachtung der von Seitz und Harig (4) angegebenen Vorsichtsmaßregeln (nicht zu hohe Elektronendichte) gute Gleichmäßigkeit der Schwärzung auf der ganzen bestrahlten Fläche und schlossen in der Abhängigkeit der Schwärzung von der Ladungsdichte und der Spannung gut an die schon bekannten Messungen an.

Die ersten Aufnahmen mit der neuen Apparatur zeigten ein völlig verändertes Bild (Fig. 3, siehe Tafel I).

Auf einem Untergrund von geringer Schwärzung standen einzelne scharfe dunkle Linien (manchmal nur eine einzige), deren Abstände untereinander unregelmäßig waren, die aber immer der kleinen Achse der Flecke parallel waren. Die Vermutung, es handle sich um eine elektronenoptische Abbildung der Glühkathode, die ja auch senkrecht stand, also parallel der kleinen Achse, konnte durch das Verhalten der Striche bei Änderung der Versuchsbedingungen bestätigt werden. War die Exposition so kurz (bis höchstens 10 sec), daß sich die Anodenspannung — die für die ersten Versuche einem Umformer entnommen wurde — nicht ändern konnte, so trat regelmäßig nur ein Strich auf. Wenn durch Spannungsschwankungen im Netz (wie ein eingeschaltetes Voltmeter anzeigte) die vom Umformer abgegebene Spannung während des Versuchs sich änderte, traten mehrere, evtl. etwas verbreiterte, Striche auf. Die Striche konnten durch Änderung des Magnetfeldes, das die Ablenkung auf den Kreisbogen bewirkte, über die ganze Breite der bestrahlten Fläche verschoben werden, und zwar im richtigen Sinne: bei Verstärkung des Magnetfeldes (bzw. Schwächung des Anodenstromes) lagen sie auf einem kleineren, bei Abschwächung des Magnetfeldes (bzw. Verstärkung der Anodenspannung) auf einem größeren Kreisbogen. Ebenso konnten sie durch Drehen der Glühkathode bewegt werden. Wurde die Glühkathode, die ursprünglich ein einfacher, senkrechter Wolframdraht war, durch eine senkrechte Spirale ersetzt, so wurden die Striche verwischt, wiesen aber immer noch ein deutliches Maximum auf.

Dieselbe Erscheinung zeigte ein gerader, waagerechter Draht als Glühkathode. Wurde dagegen als Glühkathode eine waagerecht liegende Spirale genommen, deren einzelne Windungen annähernd senkrecht standen, so wurde diese Spirale als mehrere senkrechte Striche abgebildet, die in der gleichen Konfiguration auf mehreren Aufnahmen auftraten, also ohne weiteres von den Mehrfachstrichen, die durch Änderung des Magnetfeldes oder der Anodenspannung erhalten wurden, unterschieden werden konnten (Fig. 4, siehe Tafel I).

Die Ablenkung der Elektronen auf einen Halbkreis ergibt also die bekannte Fokussierung (6), die einer Abbildung gleichkommt, wie sie in der Lichtoptik durch eine Zylinderlinse bewirkt wird, deren Achse senkrecht steht: senkrechte Striche werden scharf, waagerechte Striche unscharf abgebildet.

Diese Abbildung machte zwar die Aufnahme von Schwärzungskurven unmöglich, gab aber eine so enorme Konzentration der Elektronen, daß ich noch Schwärzungen erhielt bei Spannungen, die weit unter der von Weidner und Burroughs angegebenen Grenze lagen. Dann gab das Auftreten einer elektronenoptischen Abbildung (also einer Abbildung, die durch das Magnetfeld bewegt werden konnte) nach jeder Änderung an den Blenden oder an der Glühkathode die Gewähr, daß die erhaltene Schwärzung wirklich durch Elektronen und nicht durch Licht der Glühkathode oder durch die Schaulöcher und den Pumpansatz eindringendes Tageslicht erzeugt worden war. Schließlich erlaubte sie ein bequemes Justieren der Blenden, die eben solange verschoben wurden, bis das Maximum an Elektronenstrom zum Faradaykäfig mit einer Abbildung auf die Mitte der Platte zusammenfiel.

Unabhängig von der elektronenoptischen Abbildung der Glühkathode traten auf den Aufnahmen, die bei 1500 Volt mit hoher Elektronendichte gemacht wurden, auch die von Seitz und Harig beschriebenen Kerne (Fig. 3, siehe Tafel I) wieder auf. Diese Erscheinung blieb bei niedrigeren Spannungen aus und wurde deshalb nicht weiter verfolgt, zumal sie in der erwähnten Arbeit schon untersucht wurde. Die Tatsache jedoch, daß die Erscheinung unter ganz anderen Versuchsumständen als bei Seitz und Harig auftrat, ist ein weiterer Beleg für die dort ausgesprochene Vermutung, daß es sich um eine allgemeine Erscheinung beim Durchgang von Elektronen durch Blenden handelt.

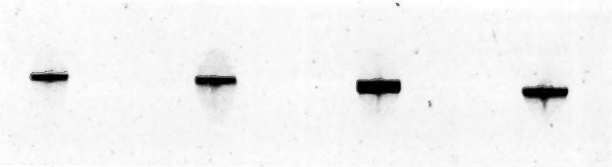


Fig. 3. Glatter Draht als Glühkathode.

Fig. 4. Spirale als Glühkathode.

8. Kontrollversuche.

Da die Ergebnisse meiner Versuche in Gegensatz zu stehen scheinen zu denen von Burroughs und Weidner, wurden viele Kontrollmessungen angestellt, um jede denkbare Sicherheit zu geben, daß die erhaltenen Schwärzungen auch wirklich Elektronenschwärzungen waren.

Die Schwärzungen konnten herrühren:

a) von Fremdlicht, das durch die Schaulöcher und den Pumpansatz eindrang, sowie von Licht der Glühkathode. Dies ist ausgeschlossen, da die Schwärzungsmaxima elektronenoptische Abbilder der Glühkathode waren und durch Änderung des Magnetfeldes bewegt werden konnten. Der diffuse Untergrund jedoch hätte Licht sein können; deshalb wurde auf jeder Platte eine Aufnahme gemacht, bei der die Beschleunigungs- und Bremsspannung ausgeschaltet wurde und nur die Glühkathode längere Zeit geheizt wurde. Hierbei traten nie Schwärzungen auf,

b) von Röntgenstrahlen, die die 50-Volt-Elektronen an den Blendenrändern auslösten. Um dies zu klären, wurden Aufnahmen gemacht, die in allen Einzelheiten Wiederholungen von Aufnahmen waren, bei denen Schwärzungen zu erwarten waren; der einzige Unterschied bestand darin, daß die Bremsspannung gleich der Beschleunigungsspannung gemacht wurde. Auf diese Weise wurde das Feld nur auf der 5 mm langen Strecke von der letzten Blende bis zur Platte geändert, und zwar nur in geringem Maße (z. B. von 45 auf 50 Volt). Es hätten also Röntgenstrahlen, wie zuvor, auf die Platte gelangen können. Auch hier traten jedoch keine Schwärzungen auf,

c) von Gasleuchten im Faradaykäfig oder Fluoreszenzleuchten der Platte. Es wurden Aufnahmen gemacht, bei denen die photographische Platte so mit einer Glimmer- oder Gelatinefolie bedeckt war, daß jeweils die Hälfte des bestrahlten Flecks frei blieb; unter der Folie traten nie Schwärzungen auf. Gegen Fluoreszenzleuchten spricht auch die Tatsache, daß ich mit Agfa-Kontrastplatten unterhalb von 25 Volt keine Schwärzungen mehr erhielt. Man könnte noch an ein kurzwelliges Fluoreszenzleuchten denken, das in ähnlicher Weise von der Gelatine absorbiert wird, wie langsame Elektronen; da aber meines Wissens keine experimentellen Möglichkeiten zur Entscheidung dieser Frage bestehen, ist diese Fragestellung wesentlich spekulativ.

Alle diese Versuche führten einwandfrei zu dem Ergebnis, daß nur dann eine Schwärzung auftrat, wenn die Schicht der photographischen Platte unmittelbar von Elektronen getroffen wurde, d. h. wenn sie freilag und das Spiegelgalvanometer einen Strom anzeigte. Durch sorgfältiges Justieren der Blenden, der Magnetfelder und der Glühkathode konnten schließlich Schwärzungen durch Elektronen von 5 Volt Geschwindigkeit einwandfrei und reproduzierbar erhalten werden; die Schwierigkeit bestand nur darin, einen genügenden Elektronenstrom auf die Platte zu bekommen. War das erreicht, so traten auch Schwärzungen auf. Elektronen unter 5 Volt in genügender Dichte auf die Platte zu bringen, gelang mir nur selten, da bei diesen niedrigen Geschwindigkeiten die Störfelder kaum noch zu kompensieren[1]) waren; aber auch dann (bei 3,7 Volt) traten Schwärzungen auf, die aber durch Unvollständigkeit der Kontrollmessungen nicht ganz gesichert erscheinen. Da wegen der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Glühkathode bei der weiteren Annäherung an die theoretische Grenze von 1 Volt die Geschwindigkeitsmessung unsicher geworden wäre, wurden die Versuche in diesem Stadium abgebrochen. Auch wurde auf eine Photometrierung verzichtet, da die Ungleichmäßigkeit der Schwärzung doch nur größenordnungsmäßige Angaben über die Elektronenmenge, die eine bestimmte Schwärzung hervorrief, erlaubte.

Als Anhalt mögen folgende Zahlen dienen, die sich auf zwei Aufnahmen einer Hilgerplatte beziehen:

Spannung in Volt	Mittlere Ladungsdichte Coul/cm²	Schwärzung max	Schwärzung min
25	$3 \cdot 10^{-4}$	0,65	0,03
5	$3 \cdot 10^{-4}$	0,40	0,01

9. Diskussion der Ergebnisse.

Nachdem ich eingehend dargelegt habe, wie die vorliegenden Ergebnisse erhalten und gesichert wurden, möchte ich ihre Abweichung von denen Burroughs und Weidners zu erklären versuchen. Einen bedeutenden Anteil am Erfolg glaube ich den Schumannplatten zu verdanken. Dann lagen die von mir angewandten mittleren Strahlenintensitäten beiläufig eine Größenordnung höher als die der genannten Autoren und konnten durch die beschriebene Abbremsung eines schnelleren Strahls bis herab zu kleinsten Geschwindigkeiten erhalten bleiben. Schließlich ergab die elektronenoptische Strahlkonzentration eine Steigerung der maximalen

[1]) Das Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Aachen liegt in einem Eisenbetonbau.

Strahldichte um mindestens 3 bis 5 Größenordnungen. So war z. B. bei einer der Aufnahmen, die bei 100 Volt mit senkrechtem Glühdraht gemacht wurden, die diffuse Schwärzung gleich 0,3, die maximale Schwärzung gleich 2,3. Die gesamte Elektronenmenge, die den Käfig traf, belief sich auf $2 \cdot 10^{-5}$ Coulomb, was bei einer Fläche der dem Faradaykäfig benachbarten Blende von 0,2 cm² einer mittleren Elektronendichte von $1 \cdot 10^{-4}$ Coulomb pro cm² entspricht. Die von Weidner verwandte Agfa-Extra-Rapid-Platte ist im sichtbaren Licht etwa 20mal empfindlicher als die Agfa-Kontrast-Platte, die ich benutzte. Nimmt man, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Becker und Kipphan (7) an, daß die Empfindlichkeit für langsame Kathodenstrahlen proportional der für sichtbares Licht ist, so hätte die Extrarapidplatte nur eine Elektrizitätsmenge von $0{,}5 \cdot 10^{-5}$ Coul./cm² verlangt. Zu dieser Elektronenmenge fand Weidner bei derselben Spannung von 100 Volt eine Schwärzung von 0,35, was recht genau mit meiner diffusen Schwärzung übereinstimmt. Weidner erreichte also mit der „gleichen" Elektrizitätsmenge (bei Berücksichtigung der Plattenverschiedenheit) wie ich die gleiche diffuse Schwärzung, der sich bei mir aber noch die enorm höhere der Abbildung überlagerte, die bei völligem Fehlen von Schwärzungskurven bei 100 V über $S = 1$ hinaus nur grob extrapoliert werden kann. Bei den Messungen von Seitz und Harig entspricht einer Schwärzungszunahme von $S = 0{,}3$ auf $S = 2{,}3$ im Bereich von 1,5 kV bis 12 kV durchweg eine Erhöhung der Elektronenmenge auf das 10^5fache. Wenn diese Zahlen auch nur sehr vorsichtig auf niedrige Geschwindigkeiten angewandt werden können, so geben sie doch einen Anhalt dafür, wie stark die Elektronenkonzentration im Abbild der Glühkathode gewesen sein mag.

Die Versuche von Burroughs möchte ich nicht mit den meinigen vergleichen. Er hat sein Vakuum mit dem Mc Leod gemessen und gibt es zu $2 \cdot 10^{-6}$ cm an. Trotzdem hat er häufig ein Aufleuchten des ganzen Elektronenstrahls und immer ein Fluoreszenzleuchten der getroffenen Plattenstelle beobachtet. Blieb dieses Fluoreszenzleuchten aus, so blieb auch die Schwärzung aus. Dieser Zusammenhang bedarf noch sehr der Klärung: bei den vielen von Seitz und Harig angefertigten Schnitten durch photographische Schichten war übereinstimmend zu beobachten, daß bei Elektronengeschwindigkeiten unter 12 kV eine Elektronenschwärzung dicht an der Oberfläche der Schicht lag, während jede Lichtschwärzung sich gleichmäßig auf die ganze Schichtdicke verteilte. Wenn bei den Versuchen von Seitz und Harig jemals ein Fluoreszenzleuchten aufgetreten wäre, so hätte dies auch eine Schwärzung über die ganze Schichtdicke hervorrufen müssen; zumindest wäre bei den von mir untersuchten Spannungen das Fluoreszenzleuchten in die Schicht eingedrungen, so daß die Agfa-Kontrast-Platte nicht bei Spannungen unter 25 Volt versagt hätte.

10. Zusammenfassung.

Es wurde die Wirkung langsamster Elektronen auf photographische Platten untersucht. Die Fokussierung des Kathodenstrahls durch Halbkreisbahnen ergibt im Verein mit einer apparativ erreichten hohen mittleren Intensität bei Benutzung geeigneter Platten noch Schwärzungen bei 5 Volt Elektronengeschwindigkeit. Diese Grenze ist nur eine Grenze der Versuchsanordnung: es war nicht möglich, mit der benutzten Apparatur unterhalb von 5 Volt noch eine genügende Menge Elektronen auf die photographische Platte zu bringen.

Die vorliegende Untersuchung wurde im Januar 1930 im Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Aachen auf Anregung von Prof. Seitz begonnen und im Mai 1934 zum Abschluß gebracht. Auf der Tagung der physikalischen Gesellschaft und der Gesellschaft für technische Physik, Gau Rheinland, am 2. 2. 1934 berichtete ich kurz über die Ergebnisse. Ich danke Herrn Prof. Seitz herzlich für viele wertvolle Anregungen und für die Bereitwilligkeit, mit der er mir einen Arbeitsplatz, Geräte und Material zur Verfügung stellte; ich danke der Gesellschaft der Freunde der Aachener Hochschule für die finanzielle Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Literaturverzeichnis.

1) E. Burroughs, Rev. of scient. instr. **2**, 321. 1932.
2) V. Weidner, Ann. d. Phys. **12**, 239, 1932.
3) M. Nacken, Physik. Zeitschr. **31**, 296, 1930.
4) W. Seitz u. G. Harig, Physik. Zeitschr. **32**, 635, 1931.
5) Barkhausen, Elektronenröhren Bd. I, S. 11. 4. Aufl. 1931.
6) Klemperer, Einführung in die Elektronik S. 24, 1. Aufl.
7) Becker und Kipphan, Ann. d. Phys. **10**, 15, 1931.

Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Aachen.

(Eingegangen 22. September 1934.)

Eine Verbesserung der Methodik der Kleinionen-Zählung.

Von N. Weger.

Zusammenfassung: Es wird ein neues Meßgerät für Kleinionen beschrieben, das an den Ionenzähler von Israël angebaut, sowohl Ionenzählungen als auch Beweglichkeitsmessungen in bequemer Weise durchzuführen ermöglicht. Eine experimentelle Prüfung ergab, daß bei dem neuen Ionenzähler praktisch kein Gegenfeld an der Eintrittsöffnung auftritt und eine Reihe von Fehlerquellen fortfällt. Es wird eine indirekte Methode zur Bestimmung des wahren Wertes der Grenzbeweglichkeit angegeben. Der Einfluß der Turbulenz wird erörtert.

Zweck des neuen Ionenzählers.

Bekanntlich läßt sich mit dem „Universalionenzähler" nach Israël infolge der Dimensionierung des Apparates und des bei der Auflademethode auftretenden Gegenfeldes die Gesamtheit des Ionenspektrums nicht erfassen: der Anteil der Kleinionen von der Beweglichkeit etwa 1 cm^2/Volt · sec muß mit einem Ionenzähler nach Ebert in seiner Originalausführung oder in der von W. F. G. Swann (1) angegebenen Modifikation bestimmt werden. Da aber diese Apparate zum Zwecke der Ionenzählung konstruiert wurden und sich für Beweglichkeitsmessungen wenig eignen, machte ich mir auf Anregung von Herrn Professor Dr. F. Linke und Herrn Dr. H. Israël zur Aufgabe, ein hierfür geeignetes Meßgerät zu bauen; insbesondere sollte die Möglichkeit erwogen werden, den Meßbereich des Israëlschen Ionenzählers durch Anbau eines Zusatzzählers für Kleinionen zu erweitern, wodurch derselbe seine Bezeichnung als „Universalionenzähler" erst zu Recht tragen würde. Es käme dieser Anordnung außer dem eben erwähnten Vorzug — der Erfassung des Gesamtspektrums von den leichten bis zu den schwersten Ionen mit einer Apparatur — noch die hohe Empfindlichkeit des Lindemann-Elektrometers sehr zustatten, da hierdurch sich eine ganz bedeutende Abkürzung der Meßzeit erreichen ließe.

Beschreibung des Ionenzählers.

Die erste Ausführung des „Kleinionenzählers" wurde nach dem Prinzip der Israëlschen Apparatur gebaut — Auflademethode in Außenschaltung; trotz verschiedener zwecks Feldhomogenisierung getroffener Maßnahmen gelang es jedoch nicht, die bei dieser Schaltungsart auftretenden Randstörungen in erforderlichem Maße zu reduzieren. Aus diesem Grund griff ich auf die wohl zuerst von J. A. McClelland und H. Kennedy (2) angegebene Anordnung zurück, die man in analoger Weise als Auflademethode in Innenschaltung charakterisieren kann. Fig. 1 zeigt schematisch den Aufbau. Die Außenelektrode *1* besteht aus einem Messingrohr von 2 cm innerem Durchmesser und ist in zwei Bernsteinen *2* isoliert gelagert. Zum Elektrometer *3* führt ein mit *1* verschraubter Stift *4*, der ebenfalls von zwei Bernsteinstopfen *5* gehalten wird. Die Innenelektrode *6* wird von der Hartgummidurchführung *7* getragen und ist mit der Batterie *8* verbunden. Das äußere Schutzrohr *9* mit den beiden luftdicht aufgeschraubten Stutzen *10* ist geerdet. Die Außenelektrode *1* kann mittels eines zwischen den Bernsteinen *5* auf dem Stift *4* angebrachten Erdungsschlüssels (in der Figur

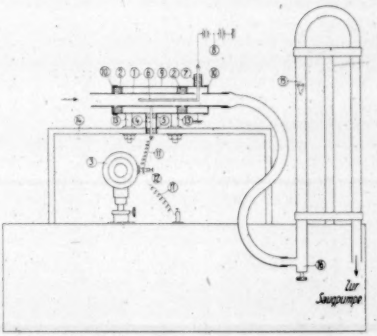


Fig. 1. Ionenzähler nach Israël mit aufgebautem Kleinionenzähler.

nicht gezeichnet) geerdet werden. Auf der Rückseite des Apparates ist auf dem Verbindungsstift *4* ein zur Kapazitätsbestimmung mit dem Taggerschen (3) Kapazitätsmesser erforderlicher Becher montiert, umgeben von einem geerdeten Winkelstutzen, der zum Aufsetzen des Kapazitätsmessers dient. Ein Trockengefäß sorgt für die Trockenhaltung des ringförmigen Raumes zwischen *9* und *1*. Das Elektrometer wird in bekannter Weise mit Hilfe der am Israël angebauten Potentiometer empfindlich geschaltet und kann dann mittels der Verbindungsdrähte *11* und der Doppelklemme *12* wahlweise mit dem Groß- oder mit dem Kleinionenzähler verbunden werden (wobei es aber stets geerdet sein muß). Der ganze Apparat wird mittels zweier Stehbolzen *13* auf dem Schutzkasten *14* befestigt, so daß der nachträgliche Einbau bei jedem Israëlschen Ionenzähler mit Leichtigkeit vorgenommen werden kann. Die Kontrolle und Regulierung der durchgesaugten Luftmenge geschieht mit Hilfe des vorhandenen Rotamessers *15* bzw. des Drosselventils *16*.

Eigenschaften des Kleinionenzählers.

Die Kapazität läßt sich mit dem Tagger-Gerät jederzeit in bequemer Weise (3) bestimmen. Das Mittel aus sechs Einzelbestimmungen bei verschiedenen Hilfsspannungen (jede Einzelbestimmung bestand aus fünf Ablesungen) ergab $24{,}3 \pm 0{,}3$ cm für die Kapazität des Ionenzählers und des Elektrometers zusammen, was also einer Genauigkeit von etwa 1 Proz. entspricht.

Der konstruktive Aufbau des Apparates bringt es mit sich, daß eine Anzahl sonst vorkommender Fehlerquellen in Fortfall kommt. So ist ein Überkriechen von Elektrizität auf das Meßsystem nicht zu befürchten, weshalb vom Einbau doppelter Isolatoren mit Schutzringen abgesehen werden konnte; ferner treten selbst bei hoher Elektrometerempfindlichkeit keine Polarisationsströme beim Anlegen von Spannung an die Innenelektrode auf, so daß die Aufnahme einer Strom-Spannungscharakteristik durch sukzessive Spannungserhöhung bei konstanter Luftfördermenge einwandfrei durchgeführt werden kann; das Auftreten von Turbulenz, das von bedeutendem Einfluß auf das Meßergebnis sein kann, wurde durch entsprechende Wahl der Abmessungen und Ausbildung des Einlaufes vermieden; der Wert der bei 20° C und 760 mm Hg sich ergebenden Reynoldsschen Zahl beträgt etwa 750, liegt also genügend tief unter dem kritischen Wert von 1000, der die untere Grenze für den Übergang der laminaren Strömung in die turbulente darstellt. Das die Randstörungen bedingende Gegenfeld wurde weitgehend dadurch unterdrückt, daß der Innenstift kürzer als die Außenelektrode gemacht wurde.

Die experimentelle Prüfung.

Bei der experimentellen Prüfung galt es in erster Linie festzustellen, bis zu welchem Grade die Randstörungen vermieden werden konnten. Zu diesem Zweck wurde die zuerst von P. Lenard und C. Ramsauer (4) erkannte Tatsache, daß beim Vorhandensein einer „Feldvorwegnahme" (diese kann bei der Aufladem ethode sowohl bei Außen- als auch bei Innenschaltung auftreten) die Charakteristik nach Erreichung eines Maximums wieder abfällt, als Kriterium benutzt. Man braucht hierzu einen künstlichen Ionenspender, der Ionen nur einer möglichst scharf definierten Beweglichkeit liefert. Der von Israël (5) benutzte Nernstbrenner kam in vorliegendem Fall nicht in Betracht, da die von ihm erzeugten Ionen zu schwer sind. Es wurde vielmehr mit Hilfe eines Aktivkohlenfilters[1]) entionisierte und gereinigte Zimmerluft der Einwirkung der α-Strahlen eines Poloniumpräparates ausgesetzt, wodurch Kleinionen von einer Konzentration von etwa 50000 pro cm³ erzeugt wurden. Bei dieser Ionendichte kann bei kleinen Werten von V die dem Felde entgegenwirkende Aufladung der Außenelektrode ins Gewicht fallen; dieser Effekt wurde durch Einführung einer rechnerisch bestimmten mittleren Spannung eliminiert. Eine der viermal ausgeführten Messungen ist in Fig. 2 graphisch dargestellt und zeigt, daß die Charakteristik nach Erreichung

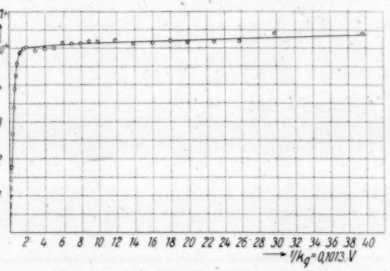


Fig. 2. Gegenfeldkontrolle (gefilterte Luft, Poloniumionisierung).

des Sättigungswertes nicht abfällt, vielmehr eine schwach ansteigende Tendenz aufweist; hieraus darf geschlossen werden, daß das Gegenfeld praktisch beseitigt worden ist.

Der die Grenzbeweglichkeit k_g und die Spannung V verknüpfende Faktor errechnet sich aus der Formel

$$k_g = \frac{\ln \frac{R}{r}}{2\pi l} \cdot \frac{M}{V}.$$

Hierin bedeutet:

R = Innenradius des Außenzylinders,
r = Außenradius des Innenzylinders,
l = Länge des Zylinderkondensators,
M = Aspirationsmenge in cm³/sec.

Nun hat Swann bereits 1914 darauf hingewiesen, daß diese Formel in praxi keine strenge Gültigkeit hat, da bei den gewöhnlich benutzten Aspirationsapparaten die tatsächlichen Verhältnisse von dem Fall eines idealen Zylinderkondensators mit homogenem Kraftlinienverlauf, wie er der obigen Formel zugrunde liegt, mehr oder weniger stark abweichen: sowohl die Feldinhomogenitäten an den Enden des Kondensators als auch der durch den Außenzylinder hindurchgehende Stift üben einen störenden Einfluß aus. Bei dem Kleinionenzähler kommt letztere Störungsquelle infolge des konstruktiven Aufbaues in Fortfall, ebenso dürfte das Feld am Ende des Kondensators nur wenig gestört sein.

1) Von der Deutschen Gold- und Silber-Scheideanstalt Frankfurt a. M. in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Dagegen hat die Feldinhomogenität am Eingang des Kondensators bestimmt zur Folge, daß die der Berechnung zugrunde gelegte Länge l mit der „wirksamen" Länge des Kondensators nicht übereinstimmt. Swann empfiehlt eine experimentelle Bestimmung der „wirksamen" Kapazität und kommt auf diesem Wege zum Ergebnis, daß bei dem Aspirationsapparat von Gerdien die auf Grund der theoretisch berechneten Kapazität erhaltenen Leitfähigkeitswerte bis zu 39 Proz. zu hoch ausfallen. Dieser Weg der direkten Ausmessung der „wirksamen" Kapazität ist jedoch im vorliegenden Fall nicht gangbar, weshalb eine andere, indirekte Methode zur Ermittlung der wahren Grenzbeweglichkeit ersonnen werden mußte.

Es wurde wiederum in derselben Weise wie bei der Gegenfeldkontrolle gefilterte Zimmerluft mittels eines Poloniumpräparates ionisiert, die Charakteristik für positive und negative Ionen bis in das Sättigungsgebiet hinein aufgenommen und unter Zugrundelegung der berechneten Grenzbeweglichkeit $\left(k_g = 0{,}04 \cdot \frac{M}{V}\right)$ aufgezeichnet. Als Beispiel sei eine Doppelmessung in Fig. 3 wiedergegeben. Die aus diesen Charakteristiken nach der üblichen Methode des Tangentenziehens gefundenen mittleren Beweglichkeiten sind in untenstehender Tabelle zusammengestellt.

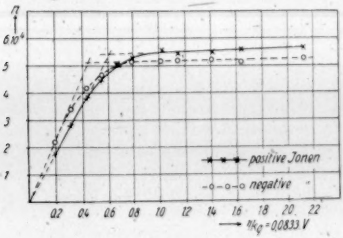


Fig. 3. Bestimmung der mittleren Beweglichkeit ($1/k_g$ berechnet).

Tabelle.

Mittlere Beweglichkeiten von Kleinionen bei Poloniumionisierung und gereinigter Luft. (k_g berechnet.)

k'_+	k'_-	$\frac{k'_-}{k'_+}$
1,72		
1,69	2,08	1,23
	2,22	
1,75	2,13	1,21
1,64	2,27	1,39
1,72	2,27	1,32
Mittel.... 1,704	2,194	1,287

Man sieht, daß die aus den untereinander leidlich übereinstimmenden Einzelwerten gebildeten Mittel

$$k'_+ = 1{,}70; \qquad k'_- = 2{,}19; \qquad \left(\frac{k'_-}{k'_+} = 1{,}29\right);$$

gegenüber den von verschiedenen Autoren mit der genaueren Wechselfeldmethode bei sonst gleichen Bedingungen (gereinigte, jedoch nicht extrem gereinigte, nicht getrocknete Luft) gewonnenen Beweglichkeitswerten (7)

$$k_+ = 1{,}35; \qquad k_- = 1{,}87; \qquad \left(\frac{k_-}{k_+} = 1{,}39\right);$$

zu hoch ausfallen, wobei das Verhältnis

$$\frac{k'_+}{k_+} = 1{,}26 \quad \text{und} \quad \frac{k'_-}{k_-} = 1{,}17,$$

im Mittel also = 1,215 ist.

Man darf hieraus schließen, daß die aus den Abmessungen des Apparates berechnete Konstante $\frac{\ln R/r}{2\pi l} = 0{,}04$ um etwa 21 Proz. zu hoch ist; der wahre Wert derselben ergibt sich zu

$$\frac{0{,}04}{1{,}215} = 0{,}823 \cdot 0{,}04 = 0{,}0329;$$

man kann mit anderen Worten den Einfluß der Feldinhomogenität am Eingang des Kondensators so auffassen, als ob die „wirksame" Länge des idealen Zylinderkondensators um 21 Proz. größer ist als die bei der Berechnung angenommene. Die „wirksame" Länge wäre dann

$$7{,}5 \cdot 1{,}215 = 9{,}1 \text{ cm}.$$

Die berichtigte Formel für die wahre Grenzbeweglichkeit lautet dementsprechend

$$k_g = 0{,}0329 \cdot \frac{M}{V}.$$

Vergleichsmessungen mit dem Ebert-Ionenzähler.

Nachdem durch die beschriebenen Vorversuche ein Bild über die Eigenschaften des Kleinionenzählers gewonnen war, lag es nahe, Vergleichsmessungen mit dem bisher wohl am meisten benutzten Ionenzähler von Ebert durchzuführen. Da die Aufnahme einer Charakteristik unter natürlichen Ionisationsbedingungen infolge der geringen und in einer Großstadt wie Frankfurt a. M. bedeutenden Schwankungen unterworfenen Ionenkonzentration sich mit dem Ebert nicht durchführen ließ, wurde die Ionisation mit Hilfe einer Bunsenflamme künstlich erhöht. Nachdem die Gasflamme etwa eine Stunde bei

geschlossenen Fenstern und Türen gebrannt hatte, wurde mit den nebeneinander aufgestellten Apparaten durch sukzessive Spannungserhöhung eine Charakteristik aufgenommen.

Mit dem Ebert konnten während des 45 Minuten dauernden Versuches sieben Punkte bestimmt werden; der Meßbereich lag zwischen den Grenzen $k_g = 0{,}67$ und $0{,}08$ cm²/Volt · sec; eine Erweiterung desselben war leider nicht möglich, da der zur Verfügung stehende Apparat keinen Hilfskondensator besaß. Die Länge des Innenstiftes betrug 20 cm.

Mit dem Kleinionenzähler wurden innerhalb derselben Zeit 16 Punkte aufgenommen, wobei das Mittel aus Hin- und Rückweg genommen wurde; für jede Spannungsstufe wurde die Zeit viermal gestoppt. Die Empfindlichkeit des Lindemann-Elektrometers betrug etwa 910 Skalenteile pro Volt, die durchgesaugte Luftmenge war 300 cm³/sec.

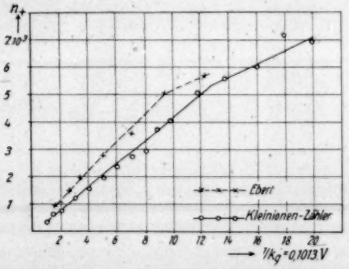


Fig. 4. Vergleichsmessung mit dem Ebert und mit dem Kleinionenzähler.

Aus dem in Fig. 4 dargestellten Meßbeispiel ist zu sehen, daß bei der gleichen Grenzbeweglichkeit die mit dem Ebert gemessenen Ionenzahlen durchweg höher liegen als die mit dem Kleinionenzähler gezählten. Dieser Überschuß war bei den mehrmals ausgeführten Versuchen nicht immer gleich groß, vielmehr schwankte das Verhältnis $\frac{n_{\text{Ebert}}}{n_{\text{Kleinionenzähler}}}$ in den ziemlich weiten Grenzen 1,1 und 1,7.

Da der bei einer bestimmten Grenzbeweglichkeit mit abgefangene Anteil der schwereren Ionen für beide Apparate gleich groß sein muß, kann die Diskrepanz lediglich durch folgende drei Fehlerquellen bedingt sein:

1. Randstörungen,
2. Nichtübereinstimmung der berechneten Grenzbeweglichkeit mit der wahren,
3. Turbulenz.

Zu 1.: Nach der von Israël (5) entwickelten Theorie der Randstörungen wirkt sich die bei den nach der Entlademethode[1]) arbeitenden Apparaten in Frage kommende Störungsgröße i derart aus, daß bei reinem Sättigungsstrom die gemessene Ionenzahl der wahren Konzentration entspricht, bei vorhandenem Ohmschen Strom dagegen zu viel Ionen gezählt werden. Der Betrag von i kann für den Ebert nicht ohne weiteres bestimmt werden, doch kann man sich durch folgenden einfachen Versuch davon überzeugen, daß der hereinkommende Fehler nicht groß sein wird: beobachtet man ohne Durchsaugen von Luft den Spannungsabfall des geladenen Innenstiftes zunächst bei geschlossenem und dann bei offenem Aspirationsrohr, so ist der im letzten Fall auftretende Abfall, der durch Isolationsfehler und die Saugwirkung des am oberen Ende des Rohres sich ausbildenden Feldes bedingt ist, nur unwesentlich größer als im ersten, bei dem lediglich Isolationsverluste den Abfall hervorrufen. Dieser Befund läßt sich dadurch erklären, daß der Innenstift kürzer ist als der Außenzylinder.

Zu 2.: Die bereits oben erwähnte Schwierigkeit, aus den Apparatdimensionen den wahren Wert der Grenzbeweglichkeit zu ermitteln, gilt natürlich auch für den Ebert, bei dem die Form der Innenelektrode, besonders an ihrem unteren Ende, eine Feldverzerrung zur Folge haben muß.

Zu 3.: Über den Einfluß der Turbulenz liegt eine experimentelle Untersuchung von Israël (8) vor, aus der hervorgeht, daß unter sonst gleichen Bedingungen bei turbulenter Strömung mehr Ionen abgefangen werden als bei laminarer, wobei leichte Ionen bevorzugt werden: schon beim Durchströmen eines feldlosen Zylinderkondensators wurden 18–20 Proz. der Ionen abgefangen. Es ist nun mit Bestimmtheit anzunehmen, daß im Ebert turbulente Strömung herrscht, da für die Reynoldssche Zahl sich der Wert von etwa 1800 ergibt und die Form des Einlaufes sowie des unteren Endes des Kondensators für die Ausbildung von Störungen durchaus günstig ist. Auf diese Fehlerquelle, die vor allem bei dem Gerdienschen und dem von Swann modifizierten Ebertschen Aspirator auftreten müßte, weist auch O. H. Gish (9) hin.

Da eine nähere Untersuchung über die quantitativen Anteile der einzelnen Fehlerquellen

[1]) Die von Israël gewählten Bezeichnungen für die Störungsgröße a „bei Außenschaltung" und für i „bei Innenschaltung" sind nicht allgemein genug, denn im Prinzip kann bei jeder der beiden Schaltungsarten sowohl die Auflade- als auch die Entlademethode angewandt werden.

beim Ebert über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen würde, sei nur noch auf eine Methode hingewiesen, mit deren Hilfe der wahre Wert der Grenzbeweglichkeit bzw. der dieselbe bestimmenden Konstante ermittelt werden könnte. Zu diesem Zweck wäre in einem abgeschlossenen Raum unter Anwendung eines Ionenspenders für Kleinionen mit dem Kleinionenzähler und mit dem Ebert[1]) gleichzeitig eine Charakteristik bis zu einer Grenzbeweglichkeit von etwa 0,4 cm²/Volt · sec aufzunehmen. Die mittlere Beweglichkeit des Ionengemisches kann aus der mit dem Kleinionenzähler gewonnenen Charakteristik ermittelt werden und liefert dann zugleich den wahren Abszissenwert zu dem korrespondierenden Knickpunkt der Ebert-Charakteristik; aus diesem und der zugehörigen Spannung errechnet sich die wahre Grenzbeweglichkeit. Allerdings müßte noch untersucht werden, inwieweit beim Arbeiten im Freien die äußere Luftbewegung auf den Grad der Turbulenz und damit auch auf die Grenzbeweglichkeit von Einfluß sein könnte.

Messungen bei natürlicher Ionisierung.

Es wurden einige Strom-Spannungskurven im Zimmer bei geöffneten Fenstern aufgenommen. Die Aspirationsmenge betrug 300 cm³/sec, die Spannung wurde in 26 Stufen von 3 bis 400 Volt variiert. Wie erwartet, schwankte die Ionenkonzentration ziemlich stark infolge der in einer Großstadt zahlreichen Störungsquellen.

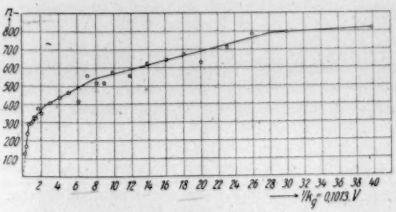


Fig. 5. Charakteristik bei natürlicher Ionisierung (Großstadtluft).

Immerhin läßt sich auf Grund der aus dem Hin- und Rückweg gemittelten Werten ein fortdauerndes Ansteigen des Stromes erkennen, was auf ein Vorhandensein zahlreicher Mittelionen hindeutet. Die Elektrometerempfindlichkeit war etwa 1000 Skalenteile pro Volt, die Messung nahm eine knappe Stunde in Anspruch. Als Meßbeispiel sei die am 31. Juli 1934 von 11^h05^m bis 11^h57^m aufgenommene Charakteristik wiedergegeben (Fig. 5).

Einiges über den Einfluß der Turbulenz.

Experimentelle Untersuchungen verschiedener Autoren weisen alle eindeutig darauf hin, daß bei vorhandener Turbulenz zu viel Ionen gezählt werden; das bedeutet mit anderen Worten, daß die Grenzbeweglichkeit des Kondensators kleiner wird, da doch der Zuwachs nur von denjenigen Ionen bestritten werden kann, die bei normaler Grenzbeweglichkeit nicht mehr abgefangen werden. Der Ausdruck für die Grenzbeweglichkeit eines Ionenzählers lautet

$$k_g = \frac{M}{4\pi\gamma V},$$

wenn wir, dem Vorschlag von Gish (9) folgend, den „Leitfähigkeitsfaktor", der gewöhnlich in nicht ganz exakter Weise aus der Formel $\frac{l}{2 \ln R/r}$ berechnet wird, mit γ bezeichnen.

Betrachten wir zunächst die Messungen von C. W. Hewlett (10) mit der Gerdienschen Apparatur, so finden wir, daß er bei Spannungssteigerung die Sättigungsgerade viel früher erreichte (zwischen 80 und 200 Volt), als es auf Grund der berechneten Grenzbeweglichkeit für Ionen von $k = 1{,}5$ cm²/Volt · sec zu erwarten war (400 Volt). Hier wurde also die für die Sättigung erforderliche Grenzbeweglichkeit früher erreicht, bei einem geringeren V, was nur dann möglich ist, wenn γ gleichzeitig größer wird, so daß das Produkt $\gamma \cdot V$ unverändert bleibt.

H. Th. Graziadei (11) findet bei seinen Untersuchungen mit dem Ebert, daß bei abwechselnder Benutzung eines 30 cm und eines 10 cm langen Innenstiftes die Ionenzahlen bei derselben Grenzbeweglichkeit im Falle der langen Elektrode um 15–33 Proz. höher lagen. Als einzig mögliche Erklärung dieses Paradoxons vermutet Gish auch hier die Turbulenz. An Hand der obenstehenden Formel sieht man, daß die Grenzbeweglichkeit nur infolge einer Zunahme von γ abnehmen kann, da ja in diesem Fall V vorgegeben ist.

Bei einem Versuch, der Wirkungsweise der Turbulenzstörungen eine theoretische Deutung zu geben, kommt Gish zum Schluß, daß diese in einer Abnahme des Leitfähigkeitsfaktors γ zum Ausdruck kommen muß. Es ist nicht ganz klar, wie Gish eine Abnahme von γ mit den oben beschriebenen experimentellen Tatsachen, zu deren Erklärung doch eine Zunahme von γ erforderlich wäre, in Einklang bringen will. Das

1) Für diesen Versuch ist ein Ebert mit Hilfskondensator erforderlich!

Ergebnis der Versuche von Israël könnte allerdings dahin gedeutet werden, daß die Abnahme der abgefangenen Ionenzahl durch eine Abnahme des Leitfähigkeitsfaktors im Meßkondensator bedingt ist, doch läßt sich auch die Auffassung Israëls, daß das Defizit bereits im feldlosen Vorkondensator zustande kommt, nicht ohne weiteres von der Hand weisen; eine Entscheidung darüber, welche Hypothese die richtige ist, müßte auf experimentellem Wege getroffen werden.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß die von Graziadei (11) mit einem mit der Swannschen Schutzvorrichtung versehenen Ebert ausgeführten Messungen infolge der oben diskutierten Fehlerquellen einen erheblichen Grad von Unsicherheit besitzen; sagt doch Gish selbst (12), daß wegen der komplizierten Form der Zentralelektrode der Leitfähigkeitsfaktor nicht berechnet, sondern nur auf einem indirekten Wege ermittelt werden kann. Dasselbe gilt von allen Ionenzählungen, bei denen außer den kleinen noch ein ins Gewicht fallender Anteil schwererer Ionen vorhanden ist; insbesondere finden die von J. J. Nolan und P. J. Nolan (13) bei ihren Vergleichsmessungen festgestellten Diskrepanzen eine Erklärung in der komplexen Natur der Störung.

Literaturverzeichnis.

1) W. F. G. Swann, Terr. Magn. **19**, 171, 1914.
2) J. A. McClelland a. H. Kennedy, Proc. Roy. Irish Acad. (A) **30**, 72, 1912.
3) J. Tagger, Physik. Zeitschr. **27**, 569, 1926.
4) P. Lenard u. C. Ramsauer, Heidelb. Akad. **32**, 9, 1910.
5) H. Israël, Gerl. Beitr. Geophys. **35**, 341, 1932.
6) W. F. G. Swann, Terr. Magn. **19**, 81, 1914.
7) Handbuch der Physik **22/1**, 355, 1933.
8) H. Israël, Gerl. Beitr. Geophys. **31**, 211, 1931.
9) O. H. Gish, Terr. Magn. **38**, 257, 1933.
10) C. W. Hewlett, Terr. Magn. **19**, 222, 1914.
11) H. Th. Graziadei, Physik. Zeitschr. **34**, 82, 1933.
12) O. H. Gish, Gerl. Beitr. Geophys. **35**, 1, 1932.
13) J. J. Nolan u. P. J. Nolan, Proc. Roy. Irish Acad. (A) **40**, 11, 1931.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik.

(Eingegangen 10. September 1934.)

Einige Versuche zur Brechung von Ultraschallwellen.

Von W. Bez-Bardili.

Mit Hilfe der von P. Debye und F. W. Sears[1]) sowie gleichzeitig von R. Lucas und P. Biquard[2]) gemachten Entdeckung, daß sich eine mit Ultraschallwellen erregte Flüssigkeit als optisches Gitter verwenden läßt, wurden schon verschiedene optische Ultraschallversuche ausgeführt. Dabei leistete die von R. Bär und Edgar Meyer[3]) angegebene Lochblendenmethode, die es gestattet, gleichzeitig ein größeres Ultraschallgebiet sichtbar zu machen, gute Dienste. Die letzteren zeigten schon Reflexionen von Ultraschall an ebenen Platten, Beugung an einem Drahtgitter und Brechung an der Grenzfläche zweier Flüssigkeiten[4]). E. Hiedemann und H. R. Asbach[5]) demonstrierten ebenfalls mit der Lochblenden- sowie mit ihrer Schlierenmethode Reflexionen von Ultraschallwellen an konvexen und konkaven Zylinderspiegeln.

Hier soll nun über einige Versuche der Brechung von Ultraschallwellen berichtet werden. Zuvor möchte ich noch auf einige Einzelheiten der Apparatur eingehen. Alle Aufnahmen wurden mit Hilfe der Lochblendenmethode gemacht. Die Lochblenden stellte ich mit Erfolg aus Kupferfolie her. Beim Einstechen der Löcher mittels einer feinen Nähnadel befand sich unter der Metallfolie, nach einer Zwischenlage Papier, eine ebene Glasplatte. Auf diese Art waren sehr gleichmäßige Löcher zu erzielen. Auf die Lochblenden fiel durch einen Kondensor annähernd parallel gemachtes Licht einer Bogenlampe. Es durchsetzte dann den Flüssigkeitstrog, in dem die Ultraschallwellen mit Hilfe eines quadratischen Quarzkristalls von 20 mm Seitenlänge (von der Firma Halle, Berlin) erzeugt wurden, und traf schließlich auf das zur Abbildung der Lochblenden notwendige Objektiv. Durch Verschieben des Troges zwischen Lochblende und Objektiv konnte der Abstand der Beugungsbilder in einfacher Weise verändert werden. Steht der Flüssigkeitstrog zwischen Objektiv und Projektionsschirm, so ist es unmöglich, einen länger ausgedehnten Ultraschallstrahl über ein

1) P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Amer. **18**, 409, 1932.
2) R. Lucas u. P. Biquard, Journ. de Phys. et le Rad. **3**, 464, 1932.
3) R. Bär u. E. Meyer, Physik. Zeitschr. **34**, 393, 1933.
4) R. Bär, Helvetica Phys. Acta **6**, 570, 1933.
5) E. Hiedemann u. H. R. Asbach, Zeitschr. f. Phys. **87**, 442, 1934, und Nature **133**, 176, 1934.

größeres Gebiet gleichmäßig sichtbar zu machen, da in dieser Stellung infolge der sammelnden Wirkung der Linse keine genügend parallelen Lichtstrahlen auf das Ultraschallgitter auftreffen. Dagegen kommt zum Ausmessen des Winkels der Beugungsbilder natürlich nur letztere Stellung in Frage. Ein strenges Rotfilter von einer wirksamen Wellenlänge von 6520 Å trug wesentlich zur Schärfe der Aufnahmen bei.

Fig. 1 zeigt die Brechung eines Ultraschallstrahles an einem Aluminiumprisma. Man erkennt auch die Absorption des Strahls im Prisma an der geringeren Zahl der Beugungsordnungen des gebrochenen Strahls. Fig. 2 stellt die Parallelablenkung eines Ultraschallstrahles durch eine 10 mm starke Aluminiumplatte dar.

An Prismen verschiedenen Materials wurde der Ultraschallbrechungsindex gegen Xylol bestimmt. Dazu wurden zwei Aufnahmen auf eine Platte gemacht. Einmal wurden der einfallende und der gebrochene Strahl photographiert. Auf dieser Aufnahme wäre das Prisma kaum kenntlich, geschweige denn ausmeßbar gewesen. Deshalb wurde der Schattenriß des Prismas in einer zweiten Aufnahme auf dieselbe Platte nach der Entfernung der Lochblenden aufgenommen. Das Objektiv mußte dazu natürlich in eine andere Stellung auf der optischen Bank gebracht werden, welche vorher auf der Mattscheibe eingestellt wurde. Um Energieverluste durch Reflexion zu vermeiden, wurde der Ultraschallstrahl ungefähr senkrecht auf das Prisma gerichtet.

Übrigens sei noch bemerkt, daß die scharfen Konturen der brechenden Gegenstände in den hier wiedergegebenen Aufnahmen so erzielt wurden, daß mit dem hinter dem Trog befindlichen Objektiv das aufzunehmende Schallfeld auf einen durchsichtigen Projektionsschirm scharf eingestellt wurde, auf dem aus Pappe gefertigte Schattenrisse der brechenden Körper aufgeklebt waren. Das Bild des Projektionsschirmes wurde mit einer gewöhnlichen Kamera photographiert.

Zur absoluten Bestimmung der Ultraschallgeschwindigkeit in den verschiedenen Prismen wurde vorher die Schallgeschwindigkeit in Xylol durch Ausmessen der Beugungsbilder bestimmt. Bei den Versuchen wurde ein Quarzkristall von einer Grundschwingung von $1{,}89 \cdot 10^6$ Hertz verwendet, der auch in Oberschwingungen erregt wurde. Durch die sehr feste induktive Kopplung des Kristalls mit dem Sender (zwei RE 134 parallel) ergaben sich nur angenähert ungerade ganzzahlige Vielfache der Grundschwingung. Infolge der starken Absorption der Prismen war es nötig, am Sender die Frequenzen einzustellen, die eine maximale Ultraschallintensität ergaben. Die folgende Tabelle bringt die Meßergebnisse an Xylol. n gibt rund die Nummer der Oberschwingungen an.

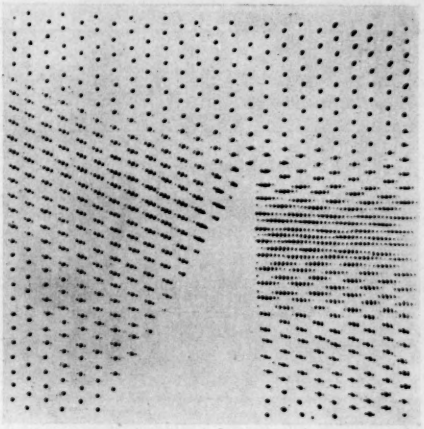


Fig. 1.

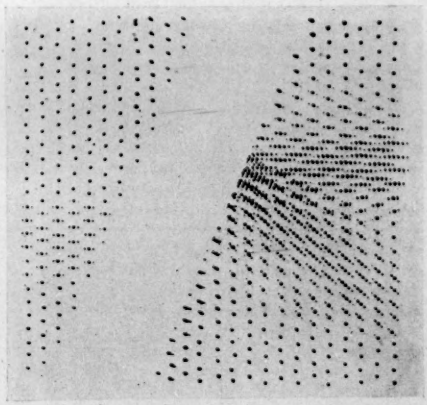


Fig. 2.

n	Frequenz in 10^6 Hz	Wellenlänge des Senders in m	Ultraschallwellenlänge in mm	Ultraschallgeschwindigkeit in m/s
1	1,89	158,8	0,713	1350
3	5,23	57,4	0,255	1330
5	8,52	35,2	0,160	1360
7	11,95	25,1	0,110	1320
9	18,0	16,65	0,0732	1320
			Mittel (bei 20° C)	1336

Die nächste Tabelle enthält die Meßergebnisse an den Prismen:

Stoff	Frequenz in 10^6 Hz	Brechungsindex	Ultraschallgeschwindigkeit in m/s bei 20° C	Geschwindigkeit für Hörschall in m/s
Aluminium	5,23	0,227	5880	5000
Aluminium	8,52	0,217	6150	
Aluminium	18,0	0,211	6330	
Kupfer ...	5,23	0,307	4350	3600
Kupfer ...	8,52	0,310	4310	
Eisen	8,52	0,246	5430	5100
Nickel	11,95	0,180	7420	4900
Glas	11,95	0,332	4020	5000

Die Meßgenauigkeit ist bei den hohen Frequenzen infolge des größeren Abstandes der abgebeugten Ordnungen größer und beträgt hier etwa 2 Proz. Die mit Ultraschall gemessenen Schallgeschwindigkeiten unterscheiden sich nur bei Nickel und Glas merklich von den bei Hörfrequenz gewonnenen Werten.

Die Fig. 3 und 4 zeigen die Wirkung zweier zylinderförmiger Ultraschallinsen von etwa 7 mm Brennweite in Xylol. Sie bestanden aus Aluminium, das infolge seiner verhältnismäßig geringen Absorption am besten geeignet war. Man beachte bei Fig. 3, daß unter einem Winkel von etwa 20° kein durch die Linse gehender Strahl zu sehen ist. Das kommt daher, daß unter diesem Winkel der im Aluminium zurückgelegte Weg des Ultraschallstrahles ein ungerades Vielfaches der Viertelwellenlänge des Ultraschalles ist, wo ein Minimum der Durchlässigkeit vorhanden ist.

In Fig. 5 sieht man zwei übereinandergeschichtete, nicht mischbare Flüssigkeiten (Xylol und Glyzerin). Der vom Quarz ausgehende Strahl verläuft zuerst im Xylol und wird dann an der Grenzfläche der beiden Flüssigkeiten teilweise reflektiert und teilweise gebrochen. Man

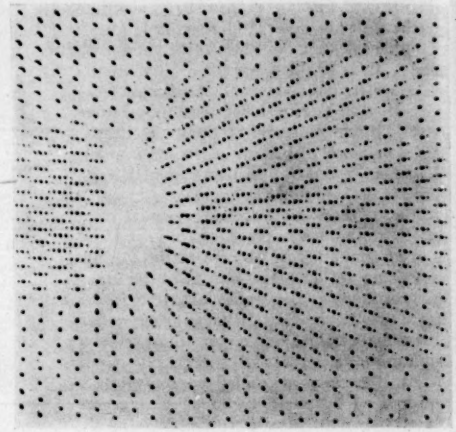


Fig. 3.

ersieht aus der Figur auch ganz gut die Intensitätsverhältnisse der drei Strahlen.

Aus verschiedenen Aufnahmen, in denen ein Teilausschnitt der Fig. 5 vergrößert photographiert und ebenso wie bei den Messungen an den Prismen nachher projiziert und ausgemessen wurde, ergaben sich die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Meßergebnisse. Zur Kontrolle wurden die Ultraschallgeschwindigkeiten auch aus dem Abstand der Beugungsbilder gemessen.

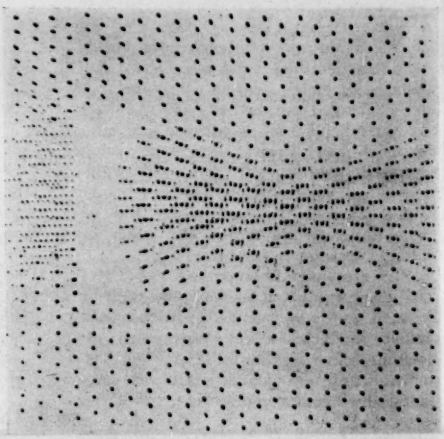


Fig. 4.

Flüssigkeiten	Frequenz in 10^6 Hz	Aus dem Brechungswinkel		Aus dem Beugungseffekt	
		Brechungsindex	Schallgeschwindigkeit in m/s	Brechungsindex	Schallgeschwindigkeit in m/s bei 20° C
Xylol-Glyzerin.....	5,23	0,705	1895	0,702	1900
Xylol-Glyzerin.....	8,52	0,703	1900	0,699	1910
Xylol-Wasser.....	5,23	0,893	1495	0,890	1500

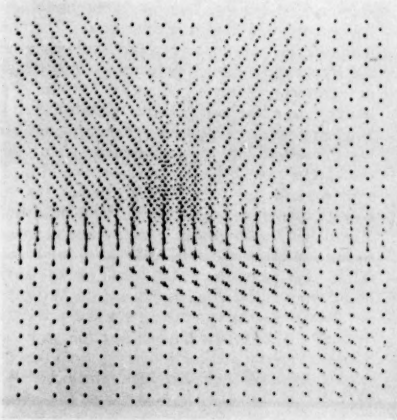


Fig. 5.

Cl. Schäfer und L. Bergmann[1]) berichteten, sie hätten im Falle der Parallelität von

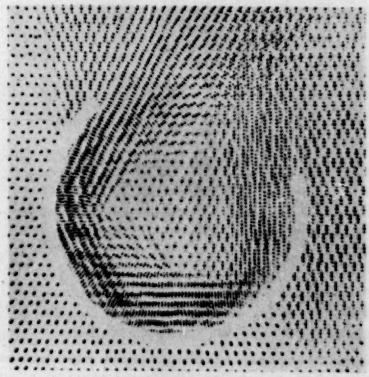


Fig. 6.

Ferner wurde versucht, mit Hilfe eines Ultraschalltotalreflektometers, bei dem eine in Xylol mit vertikaler Achse drehbare planparallele Metallplatte vorhanden war, sowohl aus dem Winkel der Totalreflexion als auch aus den beim Durchdrehen der Metallplatte entstehenden Durchlässigkeitsmaximis die Ultraschallgeschwindigkeit verschiedener Metalle zu bestimmen. Diese Versuche, die wohl unter sich annähernd übereinstimmten, lieferten aber, abgesehen von einer starken Frequenzabhängigkeit, fast stets viel zu kleine Werte der Schallgeschwindigkeit, was noch weiterer Aufklärung bedarf. Es mag sein, daß in den Platten störende Transversalschwingungen auftraten oder daß die ganze Platte zum Mitschwingen gebracht wurde.

Zum Schlusse folgen noch drei weitere Ultraschallaufnahmen, die sich allerdings nicht direkt auf das Thema beziehen. Fig. 6 zeigt eine „Flüstergalerie" — ein Messingzylinder, auf dessen Umfang ein Ultraschallstrahl umläuft.

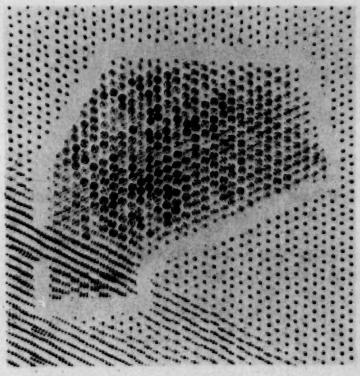


Fig. 7.

1) Cl. Schaefer u. L. Bergmann, Berl. Ber. **10**, 1934.

Licht- und Ultraschallstrahl kreisförmige Beugungsfiguren erhalten. Diesen Effekt konnte ich allerdings nicht nachweisen. Dagegen beobachtete ich oft, daß in kleinen Trögen oder in Gefäßen mit zahlreichen reflektierenden Wänden sehr leicht diffuse Ultraschallschwingungen, d. h. Kreise, als Beugungsbilder auftraten. Fig. 7 zeigt als Beispiel ein Aluminiumgefäß, in dessen Öffnung ein Ultraschallstrahl einfällt. Ich vermute, daß vielleicht ähnliche Verhältnisse bei den oben zitierten Autoren vorlagen.

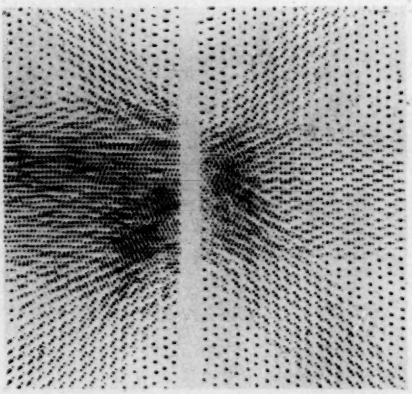


Fig. 8.

In Fig. 8 fällt ein paralleles Ultraschallstrahlenbündel senkrecht auf ein Drahtgitter. Die Intensität des gerade durchgehenden Strahles ist dabei kaum größer als die der beiden abgebeugten. Gleichzeitig wirkt das Gitter noch als Reflexionsgitter!

Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn Professor Regener dafür zu danken, daß er mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit in seinem Institute auszuführen.

Ferner habe ich Herrn Dreyer für seine tatkräftige Mithilfe zu danken.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 22. September 1934.)

Elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen.

Von Ernst Lenz.

Die Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen zum Zwecke der Energiebestimmung wurde bisher mit magnetischen Feldern vorgenommen. Die Nachteile dieses Verfahrens sind der große Aufwand für die Magnete und die notwendige Beschränkung auf kurze Meßzeiten wegen ihrer starken Erwärmung. Demgegenüber bietet die Anwendung elektrischer Felder große Vorteile, hauptsächlich wegen des geringen Aufwands für die Herstellung eines Kondensators und wegen des geringen Energieverbrauchs für die Erhaltung der elektrischen Felder. Die bisher mit Magnetfeldern erreichte Energiegrenze von 10^9 bis 10^{10} e-Volt läßt sich mindestens ebensogut mit elektrischen Feldern erreichen. Die Hauptschwierigkeit besteht in dem Bau eines für die hohen Spannungen geeigneten Kondensators. Materialien mit großer elektrischer Durchschlagsfestigkeit wie z. B. Glas, aber auch Paraffin, sind nicht brauchbar, weil sie zu stark absorbieren und streuen und damit die Wirkung der elektrischen Ablenkung verwischen. Ich habe deshalb einen Preßgaskondensator für 30 Atm. Stickstoff gebaut.

An der Hand von drei Figuren möchte ich einen vorläufigen Bericht über meine bisherigen Messungen geben.

Fig. 1 ist ein Bild meiner Anordnung. Vier Zählrohre, Z_1 bis Z_4, von 35 cm Länge und 2,7 cm innerem Durchmesser sind senkrecht übereinander angeordnet, so daß ihre Achsen nahezu in ost-westlicher Richtung liegen. Die Achsenabstände sind aus der Figur zu ersehen; das unterste, vierte Zählrohr ist seitlich verschiebbar. Alle vier Zählrohre arbeiten in der Koinzidenzschaltung von B. Rossi[1]) auf ein Zählwerk; zufällige Koinzidenzen spielen wegen der Zahl der Zählrohre bei den folgenden Messungen keine Rolle.

Zwischen den beiden inneren Zählrohren steht in der Mitte ein Plattenkondensator aus gut abgerundeten Aluminiumblechen von 40 cm Breite, 121 cm Länge und 2,8 cm Plattenabstand. Dieser Kondensator steht in einem Kessel unter einem Druck von 30 Atm. Stickstoff; die gesamte Absorption in den Deckeln dieses Kessels und in den vier Zählrohren ist gleich 1,0 cm Blei; die gesamte Absorption über der Anlage, in den Decken des Hauses, ist gleich 10 ± 1 cm Blei.

Als Spannungsquellen dienten Anodenbatterien, eine 2000-Volt-Gleichstrommaschine, eine

1) B. Rossi, Nature **125**, 636, 1930.

10000-Volt-Gleichstrommaschine und eine Hochspannungsanlage von 240 kV max. für Wechselstrom mit Gleichrichterröhren in der Anordnung von E. Greinacher[1]), welche ich aus meist alten Bestandteilen zusammenstellte, nachdem Influenzmaschinen für den Dauerbetrieb nicht brauchbar waren. Anfängliche Schwierigkeiten in der Zählung der Koinzidenzen, welche sich

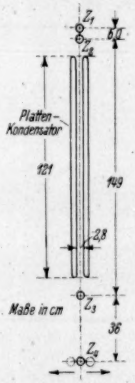


Fig. 1.

aus der Rückwirkung der Hochspannungsanlage auf den Verstärker ergaben, wurden völlig überwunden. Die Spannungen, welche die Hochspannungsanlage liefert, werden aus dem Übersetzungsverhältnis des Transformators berechnet, das wir nachgeprüft haben; dieses Verfahren ist zulässig, weil die Anlage dauernd unbelastet arbeitet.

In dem elektrischen Felde eines Kondensators von der Länge l cm erhält ein einfach geladenes Teilchen hoher Voltgeschwindigkeit V (Energie mc^2) bei einer Feldstärke E Volt/cm in der Entfernung d cm von dem Ende des Kondensators eine seitliche Verschiebung von der Größe

$$x = \frac{E}{V} l_1 \left(\frac{l}{2} + d \right) \text{cm}.$$

Diese Formel gilt für senkrechte Strahlen. Für schräg durch das elektrische Feld gehende Teilchen ist eine unwesentliche Erweiterung der Formel notwendig, die wir unterlassen, weil nur sehr kleine Winkel vorkommen können. Damit keine Teilchen gezählt werden, welche außerhalb von dem Kondensator verlaufen, haben die beiden inneren Zählrohre etwas kleineren Durchmesser, als der Plattenabstand des Kondensators beträgt.

Fig. 2 zeigt die Zahl der stündlichen Koinzidenzen ohne und mit elektrischen Feldern bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohrs.

Ohne ein elektrisches Feld ergibt sich die ausgezogene Kurve von glockenförmiger Gestalt, die Schattenkurve der oberen Zählrohre auf das unterste. Die Meßgenauigkeit, die wir bisher erreicht haben, beträgt infolge der zufälligen Schwankungen für die gezeichneten Punkte im Mittel etwa 5 Proz. Es ist bemerkenswert, daß außerhalb 1,5 cm seitlicher Verschiebung noch viele Koinzidenzen vorkommen, obgleich geradlinig verlaufende Strahlen in dieses Gebiet nicht gelangen können. Aus den später beschriebenen Messungen bei hohen Feldern ergibt sich, daß die Ursache dieser Koinzidenzen weiche, zwischen den oberen und unteren Zählrohren gestreute Teilchen sein müssen.

Bei einem Felde von 700 Volt/cm entspricht eine seitliche Ablenkung der Teilchen um 1 cm etwa einer Teilchenenergie von $1 \cdot 10^7$ e-Volt. Wie man aus der Streuung der Meßpunkte sieht, beträgt die Genauigkeit für sie bisher im Mittel etwa 10 Proz. Verbinden wir die Punkte durch eine mittlere Kurve, so zeigt die Figur, daß in der Mittelstellung weniger Koinzidenzen auftreten als ohne Feld und daß weiche, positive und

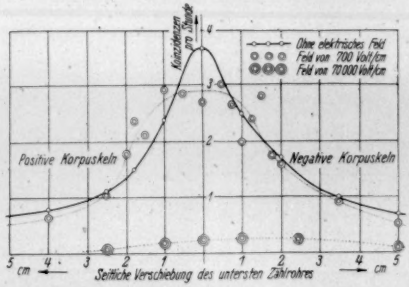


Fig. 2.

negative Teilchen nach links und rechts herausgelenkt werden[1]). Um das genaue Zahlenverhältnis dieser positiven und negativen Teilchen zu erhalten, muß man zuerst die Differenz der gemittelten Kurve gegen die Kurve der mit dieser Feldstärke nicht abgelenkten Teilchen bilden.

1) E. Greinacher, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 320, 1914; M. Jona, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 405, 1924.

1) In der ersten Mitteilung (E. Lenz, Nature **134**, 809, 1934) über diese Messungen war die Ungleichheit der Teilchen rechts und links größer. Die inzwischen erfolgte Erhöhung der Zahl der Meßpunkte hat diese Ungleichheit verkleinert.

Vermutlich ergeben die letzteren eine ähnliche Glockenkurve wie die Teilchen ohne Feld; es könnte aber auch sein, daß ihre Kurve nach beiden Seiten einen viel steileren Abfall zeigt, weil die gestreuten weichen Teilchen fehlen. Die Messungen hierüber werden deshalb noch fortgesetzt.

Bei einem Felde von 70000 Volt/cm werden nur noch die härtesten Teilchen gezählt; 1 cm Ablenkung entspricht jetzt etwa $1 \cdot 10^9$ *e*-Volt. Das Verhältnis von positiven und negativen Teilchen ist bei diesen harten Strahlen durch das Magnetfeld der Erde beeinflußt (Ost-Westeffekt). Da die Zahl dieser Teilchen hoher Energie jedoch sehr klein ist, haben wir bisher nur eine Meßgenauigkeit von im Mittel etwa 30 Proz. erreicht; daß tatsächlich mehr negative Teilchen als positive vorhanden sind, wie die gezeichneten Meßpunkte zeigen, ist also noch unsicher.

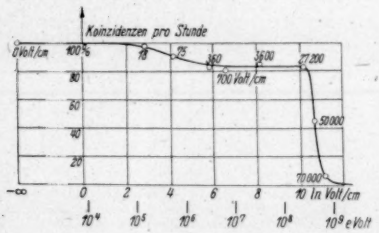


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt das Verhältnis der stündlichen Koinzidenzen in der Mitte mit und ohne elektrisches Feld in Abhängigkeit von dem Logarithmus der Feldstärke im Kondensator. Der mit 5 Proz. am genauesten gemessene Punkt liegt bei 0 Volt/cm; der Punkt bei 70000 Volt/cm hat noch 30 Proz. Fehler; die Genauigkeit der Punkte dazwischen beträgt etwa 10–15 Proz. Die Kurve zeigt, wie die Teilchen mit zunehmender Feldstärke immer stärker abgelenkt werden und in dem untersten Zählrohr keine Koinzidenzen mehr verursachen. Diese Kurve gibt differenziert direkt die Energieverteilung der gemessenen Teilchen. Berechnen wir die Energie der Teilchen, welche im untersten Zählrohr gerade keine Koinzidenz mehr geben (unterster Maßstab der Figur, von 10^4—10^6 *e*-Volt nur angenähert gültig), so sehen wir deutlich, daß zwei verschiedene Teilchengruppen vorhanden sind: weiche Teilchen bis zu 10^7 *e*-Volt und harte Teilchen über $4 \cdot 10^8$ *e*-Volt.

Die Energie der weichen Teilchen ist so gering, daß sie die Decken des Hauses mit 10 ± 1 cm Bleiäquivalent nicht durchdringen können: sie müssen also sekundäre Teilchen sein. In der vorhergehenden Fig. 2 haben wir bereits gesehen, wie diese weichen Teilchen nach rechts und links abgelenkt werden. Es ist sehr wichtig, das genaue Verhältnis zwischen den positiven und negativen Teilchen in diesem Falle noch festzustellen; ob sie „Schauerteilchen" sind oder in ähnlicher Weise gleichzeitig gebildet werden, wie J. Chadwick, P. M. S. Blackett und G. P. S. Occhialini[1]) bei γ-Strahlen feststellen konnten, läßt sich bisher nicht entscheiden.

Daß bis zu einer Energie von $4 \cdot 10^8$ *e*-Volt keine (oder nur sehr wenig) Teilchen vorkommen, erklären wir damit, daß alle von außen kommenden Teilchen bis zu dieser Energie in den 10 ± 1 cm-Bleiäquivalent der Decken absorbiert werden; hieraus erhält man für die Teilchen von $4 \cdot 10^8$ *e*-Volt im Mittel einen Energieverlust von etwa 40 Millionen Volt für 1 cm Blei. C. D. Anderson[2]) und seine Mitarbeiter haben bei Wilsonaufnahmen für Einzelteilchen der Energie 90, 113 und 300 Millionen *e*-Volt Energieverlust von 49, 20 und 35 Millionen *e*-Volt für 1 cm Blei gefunden, wir erhalten hier einen Mittelwert. Dieser Mittelwert ist wesentlich kleiner, als man nach H. Bethe und W. Heitler[3]) infolge von Strahlungsverlusten erwarten sollte, aber wesentlich größer, als man nach M. Born[4]) erhält, wenn man die Zahlenwerte von H. Bethe und W. Heitler nach der Theorie von M. Born umrechnet.

Aus den mitgeteilten Messungen dürfte zu ersehen sein, daß die beschriebene Methode für die Analyse der Ultrastrahlung brauchbar ist. Durch weitere Messungen soll zunächst die Genauigkeit der einzelnen Werte vergrößert werden.

Herrn Prof. Dr. E. Regener danke ich herzlichst für seine dauernde Unterstützung, ebenso der W. G. Kerckhoff-Stiftung, Bad Nauheim, welche mir nach Vorarbeiten seit 1932 die Mittel für den Kondensator und den Verstärker gewährte.

1) J. Chadwick, P. M. S. Blackett u. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 235, 1934.
2) C. D. Anderson, Phys. Rev. **43**, 381, 1933; **44**, 406, 1933; C. D. Anderson, R. A. Millikan, S. Neddermeyer und W. Pickering, Phys. Rev. **35**, 352, 1934.
3) H. Bethe u. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 83, 1934.
4) M. Born, Nature **133**, 63, 1934; M. Born und L. Infeld, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 425, 1934.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 27. November 1934.

(Eingegangen 28. November 1934.)

Über eine einfache Methode zur Messung und Reichweiteprüfung von Polonium-Präparaten.

Von Berta Karlik und Elisabeth Rona.

In der gegenwärtigen experimentellen Atomphysik werden vielfach starke radioaktive Präparate verwendet. Senden diese γ-Strahlen aus, so stehen für ihre Messungen verschiedene einfache Methoden zur Verfügung. Handelt es sich aber um reine α-Strahler (Polonium) so ist es, wegen des großen Ionisierungsvermögens und der verhältnismäßig geringen Reichweite der α-Strahlen, bei den gewöhnlich zur Verfügung stehenden Spannungen von einigen Tausend Volt, nicht möglich Sättigung zu erreichen.

H. Fonovitz[1]) stellte ein Schema von Kurven auf, welches eine Extrapolation des Sättigungsstromes ermöglicht; für starke Präparate wurde diese Methode von E. Kara Michailova[2]) ausgearbeitet. M. Curie[3]) umgeht diese Schwierigkeit durch Ausblendung eines kleinen Teiles des Präparates, während H. Fränz[4]) nur einen schmalen Reichweitebereich der α-Strahlen verwendet. G. Ortner[5]) mißt die durch die α-Strahlen erfolgte Aufladung. Erst ganz kürzlich ist es G. Ortner und G. Stetter[6]) gelungen, durch Verwendung von sorgfältig gereinigtem Stickstoff auch bei stärkeren Präparaten schon bei mäßiger Spannung Sättigung zu bekommen. Die Messung erfordert aber einen größeren apparativen Aufwand und ist daher nicht rasch durchführbar. Eine sehr einfache Methode wurde von E. Kara Michailova und B. Karlik[7]) angegeben. Sie benutzten die in einem Zinksulfid durch α-Strahlen hervorgerufene Lumineszenz, die wie experimentell festgestellt wurde, bis zu sehr hohen Teilchenzahlen diesen proportional ist. Diese Methode wurde weiter ausgearbeitet[8]) und ermöglicht es Präparate, die sich um Größenordnungen (10-100000 el. stat. E. Sättigungsstrom, einseitig gemessen) voneinander unterscheiden, in kurzer Zeit zu bestimmen. In dieser modifizierten Form kann diese Methode auch zum Nachweis der Komplexität von α-Strahlen dienen[1]), ferner zur Prüfung der Homogenität der α-Strahlen von Polonium-Präparaten.

Im Laufe der letzten Jahre haben die Versuche, welche sich mit der Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von der Energie der primären α-Strahlen beschäftigen, in der Atomphysik immer mehr an Bedeutung gewonnen. Wir haben nun von diesem Interesse ausgehend eine Reihe von Fragen untersucht, die für die erwähnten Versuche von methodischer Bedeutung sind. Es mag daher eine kurze Beschreibung unserer Ergebnisse an dieser Stelle gerechtfertigt sein.

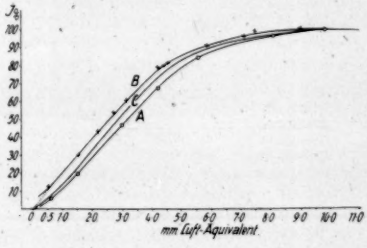


Fig. 1.

In erster Linie untersuchten wir die Reichweiteverteilung bei starken Polonium-Präparaten. Figur 1 bringt ein Beispiel. Kurve *A* zeigt die Lumineszenz in Abhängigkeit von der Reichweite für ein Präparat von ungefähr 70000 el. stat. E. (52,6 mg Radiumäquivalent) sofort nach der Herstellung[2]). Das Präparat war durch Destillation auf ein Palladiumscheibchen von 3 mm Durchmesser im Wasserstoffstrom, nach der öfters beschriebenen Methode[3]), hergestellt worden. Zum Vergleich dient Kurve *B*, welche mit einem Präparat von 1200 el. stat. E. Sättigungsstrom (0,9 mg Radiumäquivalent) aufgenommen wurde, dessen Strahlung wie die Übereinstimmung mit einer Reihe ganz schwacher, reiner Präparate gezeigt hat, als homogen zu betrachten ist. Berechnet man bei dem starken Präparat nach dem Vorgang von I. Curie[4]) die Selbstabsorption des Präparates in der Weise, daß man die aktive Substanz (die einer Gesamtabsorption von ungefähr 0,6 mm entsprechen

1) Wien. Ber. (IIa) **128**, 1, 1919; Mitt. d. Ra.-Inst., 117.
2) Wien. Ber. (IIa) **142**, 421, 1933; Mitt. d. Ra.-Inst., 321.
3) Journ. de Chim. et Phys. **22**, 142, 1925.
4) Zeitschr. f. Phys. **44**, 757, 1927.
5) Wien. Ber. (IIa) **138**, 117, 1929.
6) G. Ortner und G. Stetter, Physik. Zeitschr. **35**, 563, 1934.
7) Wien. Ber. (IIa) **137**, 363, 1928; Mitt. d. Ra.-Inst., 222.
8) B. Karlik, Wien. Ber. (IIa) **142**, 115, 1933; Mitt. d. Ra.-Inst., 305. Siehe auch: G. A. Teves, Ann. d. Phys. **14**, 57, 1932.

1) B. Karlik u. E. Rona, Wien. Ber. (IIa) **142**, 121, 1933; Mitt. d. Ra.-Inst., 306.
2) Als Abszisse wurden Millimeter Luftäquivalent (bei 15° C und 760 mm Druck) aufgetragen, als Ordinate die Prozente des maximalen Photostromes. Als Anfangspunkt der Zählung wurde der Schnittpunkt der linear extrapolierten Kurve für ein reines, schwaches Präparat mit der Abszisse genommen.
3) E. Rona u. E. u. W. Schmidt, Zeitschr. f. Phys. **48**, 784, 1928.
4) I. Curie, Thèses, Paris 1925, S. 19.

würde) in drei Schichten zerlegt denkt, von je 0,2 mm Luftäquivalent mittlerer Absorption, so ergibt sich (unter Zugrundelegung von Kurve *B* für eine „homogene Strahlung") Kurve *C*. Die tatsächliche Abweichung ist also größer. Eine nähere Betrachtung zeigt, daß sich die experimentelle Kurve gut darstellen läßt auf Grund der Annahme, daß ungefähr 50 Proz. der Teilchen die normale Reichweite haben, während 50 Proz. um 1,2 mm eingekürzt sind, also eine mittlere Verkürzung von 0,6 mm vorhanden ist. Für eine Erklärung dieser Abweichung von der berechneten Kurve *C* kommen mehrere Umstände in Frage: es wäre z. B. denkbar, daß die Substanz nicht in völlig gleichmäßigen Schichten verteilt ist, sondern stellenweise größere Dicke

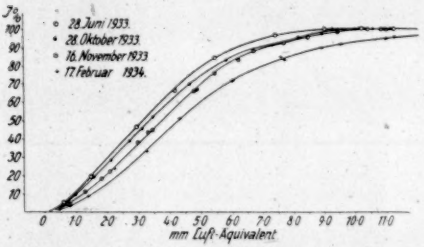


Fig. 2.

annimmt. Das in Figur 1 A. dargestellte Präparat wurde zu den verschiedensten Atomzertrümmerungsversuchen ständig verwendet und von Zeit zu Zeit wurde die Reichweite seiner α-Strahlen kontrolliert. Figur 2 zeigt nun, wie die Inhomogenität der Strahlung im Laufe der Zeit fortschreitet, obwohl das Präparat mit Sorgfalt gehandhabt wurde. Die Inhomogenität machte sich auch bei Messungen der Präparatstärke im Plattenkondensator bemerkbar[1]). Im Februar, das sind $7^1/_2$ Monate nach der Herstellung, war die Strahlung so inhomogen, daß das Präparat von Versuchen, bei denen es auf eine definierte Reichweite der Primärstrahlung ankam, ausgeschlossen werden mußte. Der Grund für eine solche Veränderung der Reichweite mit der Zeit muß nicht allein in gewöhnlicher Verschmutzung der Präparatoberfläche gesehen werden. Es ist durchaus möglich, daß im Laufe der Zeit ein Eindringen des Poloniums in die Unterlage erfolgt und auf diese Weise eine Verkürzung der Reichweite hervorgerufen wird. Wir haben mit verschiedenen Metallen als Unterlage Versuche gemacht, die weiter unten beschrieben werden sollen. Ein anderer Grund für die Verkürzung der Reichweite bildet die Einwirkung von Kohlensäure bei starken Präparaten, die wir ebenfalls systematisch untersucht haben, da W. Slonek[1]) bei der Aufnahme von Anregungskurven von Beryllium-Neutronen durch α-Strahlen eine Andeutung für eine solche Einwirkung gefunden hat. Wir untersuchten nun mehrere Präparate in der Weise, daß wir diese einige Tage in CO_2 (aus einer Bombe) unter Atmosphärendruck liegen ließen. Die Versuche wurden mit einem Präparat von 3500 el. stat. E. Sättigungsstrom (2,6 mg Radiumäquivalent) gemacht. Es zeigte sich, daß es sich in erster Annäherung um eine Parallelverschiebung der ursprünglichen Kurve handelt, also eine Art gleichmäßiger Bedeckung des Präparates zu erfolgen scheint, die bis zu etwa 0,6 mm Luftäquivalent verfolgt wurde. Es ist anzunehmen, daß der Effekt mit der Präparatstärke wächst und bei einem Präparat von 70000 el. stat. E. Sättigungsstrom leicht (nach fortgesetztem Aufenthalt in CO_2 Atmosphäre) 1–2 mm ausmachen kann.

Schließlich wurde noch der Einfluß der Unterlage untersucht. Es wäre möglich, daß das Polonium in gewisse Metalle oder bei gewisser Herstellungsart in die Unterlage eindringt[2]). Wir verglichen ein Präparat auf Palladium-Unterlage sofort nach der Herstellung, mit einem alten Palladium-Präparat, ferner mit einem alten Nickel-Präparat und einem frisch hergestellten Gold-Präparat. Sie alle zeigten Übereinstimmung in der Reichweiteverteilung. Hingegen zeigten alte Gold-Präparate eine deutliche Einkürzung[3]). Dies steht im Einklang mit den Erfahrungen bei Verdampfungsversuchen[4]).

1) E. Kara Michailova, Wien. Ber. (IIa) **142**, 421, 1933; Mitt. d. Ra.-Inst., 321.

1) W. Slonek, Wien. Ber. (IIa) **142**, 186, 1933; Mitt. d. Ra.-Inst., 311.

2) St. Meyer, V. F. Hess u. F. Paneth, Wien. Ber. (IIa) **123**, 1470, 1914; Mitt. d. Ra.-Inst., 64.

3) Für Einzelheiten siehe B. Karlik u. E. Rona, Mitt. d. Ra.-Inst., 338, 1934.

4) E. Rona, Wien. Ber. (IIa) **141**, 533, 1932; Mitt. d. Ra.-Inst., 296.

Wien, Institut für Radiumforschung der Akademie der Wissenschaften.

(Eingegangen 22. Oktober 1934.)

Elektrostatisches Voltmeter mit Zeigerablesung, brauchbar für 0 bis 10^7 Hz und für einen Spannungsbereich bis 220 Volt.

Von F. Maske.

Elektrostatische Voltmeter mit Zeigerablesung, die einen Spannungsbereich bis etwa 220 Volt umfassen und die sowohl für Gleichspannungen wie für Wechselspannungen bis etwa 10^7 Hz gleichmäßig verwendbar sind, fehlten bisher. Dieser Mangel hatte mich veranlaßt, ein Instrument dieser Art zu konstruieren[1]).

Die Wirkungsweise des Instrumentes beruht wie bei fast allen elektrostatischen Voltmetern ohne Fremdfeld darauf, daß ein bewegliches und ein festliegendes Plattensystem bei Ladungserteilung sich gegenseitig anziehen. Die Empfindlichkeit des Voltmeters sollte bei genügender Stabilität hinreichend sein, um Spannungen von einigen Volt an mittels des Zeigers ablesen zu können. Auf die immerhin etwas unbequeme mikroskopische Ablesung sollte verzichtet werden. Um die erforderliche Empfindlichkeit zu erreichen, wurde die Fadenaufhängung der „Nadel" gewählt. Die Nadel *a* in der Fig. 1 besteht aus dünnem Aluminiumblech und stellt ein Kreissegment von etwa 150° dar. Dieses Kreissegment ist an dem dünnen Metallfaden *b* befestigt. Die Nadel dreht sich bei einer Aufladung in eine feststehende, etwa kreisförmige Kammer *c* hinein, die aus zwei Platten besteht. Sowohl die Kammer als auch das Nadelsystem sind hochisoliert auf Bernstein montiert. Da bei einer kreisförmigen Gestalt von Nadel und Kammer die Drehung quadratisch mit der Spannung ansteigt, wurde der Nadel eine geeignete Form gegeben, wie in der Fig. 1 ersichtlich, so daß praktisch ein fast linearer Zeigerausschlag von 10 Volt an erhalten wurde.

Die Spannungsablesung unterhalb von 10 Volt ist in der bisherigen Form des Voltmeters nur durch Schätzung möglich. Die Empfindlichkeit ließe sich einmal wesentlich durch Verringerung der Stärke des Aufhängefadens steigern, da die Direktionskraft umgekehrt mit der 4. Potenz des Radius abnimmt, andererseits durch die Vergrößerung des Radius der Nadel und der Kammer. Mit der Änderung dieser Faktoren vergrößert sich jedoch die Schwingungsdauer, die bekanntlich durch das Trägheitsmoment des Nadelsystems und die Direktionskraft des Fadens bedingt ist. Das Verhältnis der beiden wurde so gewählt, daß die Schwingungsdauer etwa 3 Sekunden beträgt. Um die Einstelldauer zu verringern, ist zusätzlich eine Dämpfungsscheibe *d* (Fig. 1) unterhalb der Nadel angebracht, die zwischen den Polen des Magneten *e* schwingt. Durch diese Dämpfung wird eine fast aperiodische Einstellung erzielt, die sonst für die größten Amplituden etwa 20 Sekunden betragen würde. Die Fig. 2 stellt das geöffnete fertige Voltmeter dar.

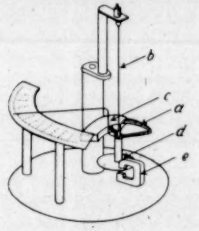


Fig. 1.

Die Anwendungsmöglichkeit des Instrumentes ist sehr vielseitig. Einmal können mit ihm Gleichspannungen ohne Energieverlust gemessen werden, wie es z. B. bei der Messung des Potentialgefälles in der Gasentladung

Fig. 2.

1) Während der Durchkonstruktion des Voltmeters wurde von A. Palm in der Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 117, 1934, ein Elektrometer für den gleichen Verwendungszweck beschrieben. Die Konstruktionen sind unabhängig voneinander entstanden, auch sind die Bauarten verschieden.

erforderlich ist, ferner aber auch Wechselspannungen kleinster Frequenz bis zur Hochfrequenz. Einige Messungen an Hochfrequenzkreisen mögen die Verwendbarkeit des Instrumentes demonstrieren; es ist dabei als Spannungsindikator parallel zum Kondensator eines Resonanzkreises geschaltet. Dieser wurde durch einen Schwingungskreis induziert, den eine Röhre RE 134 erregte. Die Eigenwellenlängen der Resonanzkreise betrugen etwa 730 bzw. 345 m. Die entsprechenden Kreisfrequenzen sind: 2,5 bzw. $5{,}6 \cdot 10^6$ Hz. In den Kurven der Fig. 3 und 4 sind als Ordinate die Spannungen am Kondensator des Resonanzkreises aufgetragen, als Abszisse seine Eigenwellenlänge in Metern. Die Kurve *a* (Fig. 3) ist die Resonanzkurve bei der natürlichen Dämpfung des Kreises und die Kurve *b* bei der zusätzlichen Dämpfung durch einen hinzugeschalteten

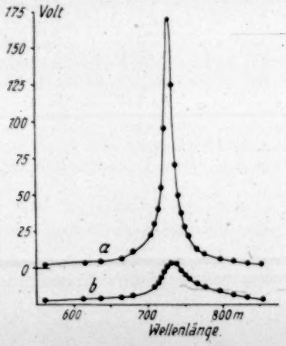


Fig. 3.

Widerstand von 10 Ohm. Die Resonanzstelle hat sich durch Hinzufügen des Dämpfungswiderstandes in bekannter Weise nach längeren Wellen verschoben.

Analog wurden die Resonanzkurven der Fig. 4 erhalten. Der Resonanzkreis ist bei dieser Messung ziemlich fest mit dem Generatorkreis gekoppelt. Infolgedessen erhalten wir die sog. verbogenen Resonanzkurven. Die Kurve *c* stellt die Resonanz bei der natürlichen Dämpfung und die Kurve *d* bei der zusätzlichen Dämpfung durch 10 Ohm dar. Die Pfeile in der Kurve *c* geben die Richtung an, in der die Eigenwellenlänge des Resonanzkreises geändert wurde. In den Fig. 3 und 4 sind der Übersicht halber die Kurven mit zusätzlicher Dämpfung jeweils um 25 Volt nach unten verschoben gezeichnet.

Ferner wurden Kurven an einem Röhrengenerator mit induktiver Rückkoppelung bei einer Kreisfrequenz von $8{,}5 \cdot 10^6$ Hz aufgenommen. Die Anodenspannung an der Röhre (RE 504) betrug 100 Volt. Die Stärke der Rückkoppelung wurde variiert. In der Fig. 5 ist als Abszisse der Koppelungsfaktor zwischen Gitter- und Schwingkreisspule in Prozenten aufgetragen, als Ordi-

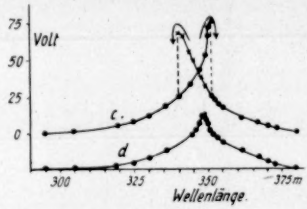


Fig. 4.

nate für die Kurve *d* die Anodenwechselspannung und für die Kurve *f* die Gitterwechselspannung. Wir erkennen hier das bekannte Ansteigen der Gitterwechselspannung infolge der verstärkten Rückkoppelung und die Verringerung der Anodenwechselspannung bei fester Koppelung.

Die hier angegebenen Kurven dürften ausreichend die Verwendbarkeit des Voltmeters bei Kreisfrequenzen von der Größenordnung 10^7 Hz beweisen. Selbst bei einem Kurzwellengenerator ($\lambda = 2{,}6$ m) war das Voltmeter als Indikator zu verwenden, doch ist bei diesen Frequenzen der Leistungsverbrauch im Instrument bereits zu groß. Der Leistungsverbrauch N ist gegeben durch die Gleichung

$$N = U \cdot J \cdot \cos(90 - \delta),$$

wo U die Spannung, J die Stromstärke und δ den Phasenwinkel zwischen Spannung und Strom bedeutet. δ ergibt sich aus dem Verhältnis des

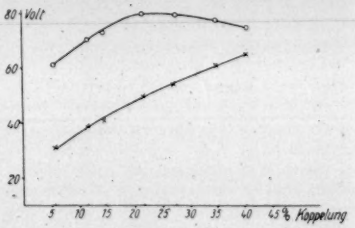


Fig. 5.

Ohmschen Widerstandes R vom Aufhängefaden und dem Blindwiderstand $\frac{1}{\omega C}$, C ist die Kapazität des Kondensators Nadel-Kammer; es ist $\operatorname{tg} \delta = R \cdot \omega \cdot C$. Setzen wir statt $J = U \cdot \omega \cdot C$, so wird die Leistung

$$N = U^2 \cdot \omega \cdot C \cdot \operatorname{tg} \delta = U^2 \cdot \omega^2 \cdot C^2 \cdot R.$$

Die Kapazität des Voltmeters beträgt für den maximalen Ausschlag nur 8 cm, der Ohmsche Widerstand R des Fadens 26 Ohm. Für eine Wellenlänge λ von 1800 m, also eine Kreisfrequenz $\omega = 1 \cdot 10^6$ Hz und für ein $U = 200$ Volt ergibt sich die Verlustleistung zu 10^{-4} W, für $\lambda = 180$ m oder $\omega = 1 \cdot 10^7$ Hz zu 10^{-2} W. Mit erhöhter Frequenz steigert sich die Verlustleistung mit dem Quadrat der Frequenz und würde für $\lambda = 1{,}8$ m bereits 100 W betragen. So ist die Anwendung des Voltmeters für höchste Frequenzen durch den Wattverbrauch begrenzt. Für die Frequenz 10^7 Hz ist der Scheinwiderstand $\left(z = R + \frac{1}{j\omega C}\right)$ noch 10^4 Ohm, $\delta = 89°$, und für $\omega = 10^6$ Hz 10^5 Ohm, $\delta = 89{,}9°$ $(j = \sqrt{-1})$. Bei diesen Frequenzen ist das Voltmeter auch für Kreise mit geringer Energie ohne Berücksichtigung des Verlustes zu verwenden. Die oben abgeleitete Formel des Verlustes

$$N = U^2 \cdot \omega^2 \cdot C^2 \cdot R$$

gilt allgemein für Spannungsmessungen bei hohen Frequenzen, die mit Elektrometern ausgeführt werden.

Einem Elektrometer der beschriebenen Art dürfte in vielen Fällen der Vorzug vor anderen Meßgeräten zu geben sein. Dem Röhrenvoltmeter gegenüber besitzt es den Vorteil der Einfachheit und gegenüber dem Detektor mit Galvanometer den Vorteil der zuverlässigen Reproduzierbarkeit.

Das Instrument wurde von dem Mechanikermeister des Institutes, Herrn K. Schulze, gebaut. Ihm bin ich zu Dank für die sorgfältige Ausführung verpflichtet.

Greifswald, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 12. September 1934.)

Eine einfache Methode zum Nachweis der Piezoelektrizität von Kristallen.

Von Ludwig Bergmann.

Zum Nachweis der Piezoelektrizität von Kristallen gibt es im wesentlichen folgende drei Methoden: die bereits von Curie angegebene statische Methode, das Bestäubungsverfahren von Kundt und die Kristallpulvermethode von Giebe und Scheibe. Zur quantitativen Messung ist nur die statische Methode geeignet, bei der die Flächen des Kristalls mit leitenden Belegungen versehen und die Aufladungen dieser Elektroden bei Kompression des Kristalles mit einem empfindlichen Elektrometer[1]) oder Röhrenvoltmeter[2]) gemessen werden. Bei dem Bestäubungsverfahren[3]), das im allgemeinen nur für rohe Orientierungsversuche brauchbar ist, wird der durch Druck oder Dehnung mechanisch beanspruchte Kristall mit einem Gemisch von Schwefelblume und Mennige durch ein Metallsieb hindurch bestäubt. Die Schwefelblume sammelt sich an den positiv, die Mennige an den negativ geladenen Stellen des Kristalls an. Die erst in jüngster Zeit ausgebildete Kristallpulvermethode[4]), die ebenfalls nur in qualitativer Hinsicht brauchbar ist, beruht auf dem reziproken piezoelektrischen Effekt und benötigt nur millimetergroße Kristallsplitter. Diese werden zwischen die Platten eines festen Kondensators gebracht, der parallel zu dem Drehkondensator eines Röhrensenders angeschlossen ist. Bei langsamer Veränderung der Senderwelle zwischen 50—1000 m hört man in einem an den Sender angekoppelten Abhörkreis ein rasselndes Geräusch, dessen Ursache auf der Rückwirkung der im hochfrequenten Wechselfeld des Kondensators zu elastischen Schwingungen angeregten Mikrokristalle auf die elektrischen Schwingungen des Senders beruht. Die Empfindlichkeit dieses letzten Verfahrens ist außerordentlich groß. Das Verfahren erlaubt dagegen nicht, unmittelbar an beliebigen Kristallstücken die Richtung der piezoelektrischen Achse festzustellen.

Die im folgenden beschriebene Methode zeichnet sich durch ihre Einfachheit aus und ist trotzdem sehr empfindlich. Sie ermöglicht ferner den Nachweis der piezoelektrischen Erscheinungen an beliebig großen Kristallstücken und in gewissen Fällen auch die Festlegung der piezoelektrischen Achsen. Das Prinzip der dabei benutzten Versuchsordnung ist folgendes: der Kristall, der sich zwischen zwei Metallelektroden befindet, wird periodischen Druckänderungen unterworfen. Dadurch entstehen an den Elektroden periodische Ladungsschwankungen, die sich leicht mit Hilfe eines Röhrenverstärkers verstärken lassen, so daß man in einem an den Verstärkerausgang angeschlossenen Telephon einen Ton hört, dessen Frequenz mit der Frequenz der Druckschwankung am Kristall übereinstimmt. Die periodischen Druckveränderungen lassen sich am Kristall in verschiedener Weise erzeugen.

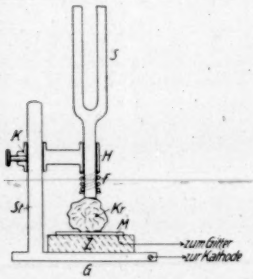
1) J. u. P. Curie, Journ. de phys. (2) **1**, 245, 1882.

2) Zum Beispiel A. Meißner, Physik. Zeitschr. **28**, 621, 1927.

3) A. Kundt, Wied. Ann. **20**, 529, 1883.

4) E. Giebe u. A. Scheibe, Zeitschr. f. Phys. **33**, 760, 1925.

Eine sehr bequeme Methode beruht auf der Verwendung einer Stimmgabel, die angeschlagen und sodann mit ihrem Stiel auf den Kristall aufgesetzt wird. Die Stimmgabelschwingungen erzeugen an dem Kristall genügend große Druckänderungen mit der Frequenz der Stimmgabel. Dabei bildet die Stimmgabel selbst die eine den Kristall berührende Elektrode. In der Figur ist eine praktische Ausführungsform dieser Versuchsanordnung schematisch dargestellt. Die Stimmgabel S steckt mit ihrem Stiel leicht ver-



schiebbar in der Hülse H, die mit der Klemmvorrichtung K an dem Stativ St in jeder Höhe festgestellt werden kann. Auf der Grundplatte G ist auf einem isolierenden Zwischenstück Z die ebene Metallplatte M aufgeschraubt. Auf diese kommt der Kristall Kr so zu liegen, daß ihn von oben die Stimmgabel berührt. Vermittels der Feder F wird die Stimmgabel stets mit dem gleichen Druck an den Kristall angedrückt. Die Metallplatte M ist mit dem Gitter, die Grundplatte G und die damit in Verbindung stehende Stimmgabel ist mit der Kathode der Eingangsröhre des Verstärkers verbunden und gleichzeitig geerdet. Als Verstärker kann jeder Mehrröhren-Niederfrequenzverstärker Verwendung finden. Es genügt z. B. die Dreifach-Niederfrequenzröhre der Firma Radio-A.-G. Loewe Berlin in Verbindung mit einem Zweifach-Endverstärker.

Zur Charakterisierung der Empfindlichkeit der beschriebenen Anordnung mögen folgende Angaben dienen. Legt man auf die Metallplatte M einen Quarzkristall und orientiert man diesen so, daß eine piezoelektrische Achse die Verlängerung des Stimmgabelstieles bildet, so lassen sich in einem an den Verstärkerausgang angeschlossenen Lautsprecher die Stimmgabelschwingungen deutlich hörbar machen und das Abklingen der Stimmgabel läßt sich längere Zeit verfolgen. In gleicher Weise kann der piezoelektrische Effekt an Kristallen von Turmalin, Zinkblende, Seignettesalz, Rohrzucker, Weinsäure usw. vorgeführt und die ungefähre Lage der Piezoachsen bei Verwendung einigermaßen gut ausgebildeter Kristallstücke dadurch demonstriert werden, daß man die Stimmgabel in verschiedenen Richtungen auf die betreffenden Kristallstücke einwirken läßt. Bringt man z. B. zwischen Stimmgabel und Grundplatte eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene runde Quarzscheibe, so daß der Stimmgabeldruck in Richtung eines Plattendurchmessers wirkt, so ergeben sich bei Drehung der Quarzplatte um die optische Achse je sechs Stellen, an denen der Ton im Lautsprecher ein Maximum annimmt bzw. wo er verschwindet. Es läßt sich so sehr einfach und anschaulich die Lage der drei elektrischen Achsen in der Quarzplatte bestimmen. Auch an einer Quarzkugel von 50 mm Durchmesser gelang so in der gleichen Weise die Festlegung der piezoelektrischen Achsen. Bei Benutzung eines Kopfhörers genügen kleine, von den Kristallen abgespaltene Splitter bzw. etwas Kristallpulver, um den piezoelektrischen Effekt mit Sicherheit nachzuweisen. Um in diesem Fall einen Kurzschluß zwischen unterem Ende der Stimmgabel und Grundplatte zu vermeiden, ist es zweckmäßig, das Kristallpulver mit einer dünnen Glimmer- oder Glasscheibe zu bedecken.

Es ist selbstverständlich möglich, an Stelle des Kopfhörers an den Ausgang des Verstärkers über einen Transformator und Gleichrichter ein empfindliches Drehspulinstrument anzuschließen, um den Effekt messend zu verfolgen. Um in dieser Weise quantitative Rückschlüsse auf die Größe des piezoelektrischen Effektes zu ziehen, ist es allerdings erforderlich, die periodischen Druckänderungen mit konstanter Amplitude und Frequenz wirken zu lassen, was z. B. bei Verwendung der Stimmgabel mittels einer elektrischen Selbsterregung möglich ist. Versuche, in dieser Richtung die Methode zu quantitativen Messungen auszubilden, sind im Gang.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität. Oktober 1934.

(Eingegangen 12. November 1934.)

Untersuchungen an Kupferoxydulphotozellen II.

Ermüdungserscheinungen.

Von Walter Bulian.

Für die praktische Verwendbarkeit von Strahlungsmeßgeräten ist neben geringer Temperaturempfindlichkeit und weitgehender Proportionalität für alle zu messenden Strahlungsintensitäten ein ermüdungsfreies Arbeiten auch bei längeren Bestrahlungszeiten zu verlangen.

Kupferoxydulphotozellen mit kathodisch aufgestäubten Silberelektroden besitzen, wie schon früher[1]) mitgeteilt, im Bereich von 10 bis 50° C keinerlei Temperaturabhängigkeit ihres Photostromes. Da sie auch die zweite der oben aufgestellten Forderungen erfüllen, scheinen sie für Strahlungsmessungen geeignet, vor allem, wenn im Spektralgebiet unterhalb 6000 Å gemessen werden soll. Hierzu muß jedoch noch die letzte Voraussetzung, das ermüdungsfreie Arbeiten, einer genaueren Untersuchung unterzogen werden.

Benutzt wurden hierzu selbst hergestellte Kupferoxydulphotozellen (I) von etwa 20 cm² Oberfläche. Sie wurden mit einer Quarzquecksilberdampflampe (220 Volt, 2,5 A) in etwa 50 cm Abstand bestrahlt und ihr Photostrom mit Hilfe eines Zweifachfallbügelschreibers von Hartmann und Braun aufgezeichnet. Die Konstanz der Strahlungsquelle wurde mit einer Mollschen Großflächenthermosäule kontrolliert, deren Thermostrom mit dem gleichen Fallbügelschreiber registriert wurde.

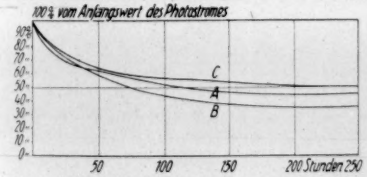


Fig. 1.

Unter diesen Versuchsbedingungen zeigen Kupferoxydulphotozellen mit kathodisch aufgestäubten Silberelektroden bei lang andauernder Bestrahlung eine starke Abnahme ihres Photostromes (Fig. 1)[2]). Die Ermüdung ist am stärksten in den ersten 50 Stunden der Bestrahlung, nach etwa 150 Stunden scheint der Photostrom einen konstanten Wert anzunehmen, er betrug bei der untersuchten Zelle 45 Proz. des ursprünglichen. Derartige Photozellen scheiden also für die Verwendung als Strahlungsmeßgeräte aus.

1) W. Bulian, Physik. Zeitschr. **34**, 745, 1933. Im folgenden als I zitiert.

2) Die Kurven sind Mittelwerte von jedesmal 5 Zellen derselben Art.

Es lag nahe, den Grund für diese Ermüdungserscheinungen in einer chemischen Veränderung der aufgestäubten Elektrode und der damit verbundenen Vergrößerung des inneren Widerstandes der Zelle zu suchen. Um diese Möglichkeit auszuschalten, wurde versucht, die obere Elektrode der Zelle durch einen Überzug aus

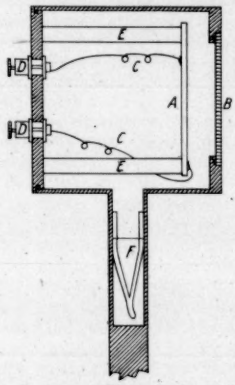


Fig. 2.

Zaponlack zu schützen. Der Erfolg dieser Maßnahme entsprach nicht den Erwartungen; derartig präparierte Zellen ermüdeten zwar anfangs langsamer, doch erzielte man auch bei ihnen erst nach 150 Stunden Bestrahlung eine konstante Ausbeute. Der Photostrom blieb dann bis zum Abschluß des Versuches (insgesamt 400 Stunden Bestrahlungsdauer) völlig konstant, er betrug bei der untersuchten Zelle 35 Proz. vom Anfangswert.

Zwar nicht der einfachste, aber der absolut sicherste Weg, von Anfang an ein ermüdungsfreies Arbeiten von Kupferoxydulphotozellen zu erreichen, ist der schon früher (l. c.) vorgeschlagene, die Zellen durch gasdichten Einschluß vor jeder Veränderung zu schützen. Die Konstruktion einer solchen Photozelle ist aus Fig. 2 ersichtlich. Das Quarzfenster von 50 mm Durchmesser, die Hinterwand des Gefäßes sowie die zum Auspumpen dienende Glaskapillare sind mit Picein verkittet. Die Kapillare wird nach dem Abschmelzen mit einem Rohr überdeckt, das dann als Halterung des Ganzen verwendet werden kann. Die Anordnung war vakuumdicht, wie das vom MacLeod-Manometer angezeigte Klebvakuum noch mehrere Stunden nach dem Auspumpen bewies. Um den Einfluß von nachträglich auftretenden Undichtigkeiten auf ein Minimum zu beschränken, wurde die Zelle nach dem Pumpen mit Argon von Atmosphärendruck gefüllt.

Derartig hergestellte Photozellen zeigen, unter den oben beschriebenen Bedingungen untersucht, während einer Bestrahlungszeit von 300 Stunden keinerlei Ermüdungserscheinungen mehr.

Die Art des Elektrodenmaterials scheint nicht maßgebend für das Auftreten der lichtelektrischen Ermüdung der Kupferoxydulphotozellen zu sein. So wurde an goldbestäubten Zellen fast dieselbe zeitliche Ermüdung festgestellt wie an den ungeschützten Zellen mit Silberelektrode (siehe Fig. 1).

Bestrahlt man Kupferoxydulphotozellen, deren obere Elektrode für rotes und infrarotes Licht weitgehend durchlässig ist, mit einer Wolframglühlampe, so fließt der Photostrom (I) umgekehrt wie bei Belichtung mit einer Quarzquecksilberlampe (sog. „Hinterwandeffekt"). Dieser Effekt unterliegt auch bei 250stündiger Bestrahlung unter den obigen Bedingungen keiner Ermüdung.

Eine Alterung der Zellen ohne Bestrahlung konnte nicht festgestellt werden, die Zellen blieben vielmehr bei Dunkellagerung innerhalb eines Jahres konstant. Eine Regeneration der Photozellen nach Verdunkelung während der Dauerbestrahlung, wie sie von Grundmann und Kaßner an Selenzellen[1]) schon bei einer Verdunkelung von 30 Minuten gefunden wurde, trat bei Kupferoxydulphotozellen nicht auf, der Photostrom setzte selbst nach 24stündiger Verdunkelung mit dem zuletzt erreichten Wert wieder ein und fiel ebenso schnell wie vor der Verdunkelung weiter ab.

Für die Ermüdung ungeschützter Kupferoxydulphotozellen können nach den vorstehenden Untersuchungen optische und chemische Veränderungen der aufgestäubten Elektroden verantwortlich gemacht werden. Die optische Veränderung kann in einer Verringerung der Durchlässigkeit der Elektrode bestehen, wie sie beim Silber auch durch chemische Beeinflussung hervorgerufen werden könnte, bei Gold dagegen nur durch eine Rekristallisation der amorphen Schicht auftreten könnte. Chemische Einwirkungen können außerdem den Widerstand der Elektroden — soweit es sich um solche aus Silber handelt — vergrößern und damit den Photostrom verringern.

Es wurde zuerst untersucht, ob die Elektrode den lichtelektrischen Effekt der Zellen durch eine Veränderung ihrer Lichtdurchlässigkeit beeinflußt. Dazu wurde eine Silberschicht in der auf den Oxydulzellen benutzten Dicke auf eine kristalline Quarzplatte von 70 mm Durchmesser gestäubt und diese vor der Thermosäule der oben beschriebenen Anordnung aufgestellt. Es zeigte sich, daß die Durchlässigkeit der Silberschicht innerhalb der ersten 100 Stunden völlig konstant war[1]), sie kann also die gerade in dieser Zeit auftretende starke Ermüdung der Zellen nicht hervorrufen.

Es wurde nun der Widerstand der aufgestäubten Schicht sowie der Gesamtwiderstand der Photozelle während der Bestrahlung untersucht. Die Widerstandsänderungen lagen für beide unterhalb 10 Proz., so daß auch diese sicher nicht allein die Ermüdung der Photozellen bewirken.

Hieraus sowie aus dem ermüdungsfreien Arbeiten der „Hinterwandzellen" muß vielmehr geschlossen werden, daß bei der Ermüdung der „Vorderwandzellen" durch Bestrahlung noch ein dritter Faktor eine Rolle spielt. Als solcher käme eine Änderung des Absorptionsvermögens der aufgestäubten Schicht gegenüber den im Kupferoxydul lichtelektrisch ausgelösten Elektronen in Frage. Diese könnte z. B. durch chemische Veränderung der obersten Oxydulschicht und der dadurch erzeugten Verschlechterung des Kontaktes Elektrode-Kupferoxydul hervorgerufen werden. Eine solche Kontaktänderung braucht sich dabei nicht in einer Widerstandsänderung der Photozelle bemerkbar zu machen, da die bei der Widerstandsmessung durch die Zelle fließenden Ströme mehrere Größenordnungen über den lichtelektrischen liegen und für die Kupferoxydulphotozellen das Ohmsche Gesetz nicht gilt, wie auch nicht anders zu erwarten ist[2]).

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß Kupferoxydulphotozellen den Anforderungen, die an ein praktisch verwendbares Strahlungsmeßgerät zu stellen sind, genügen, wenn man sie in der oben angegebenen Weise durch gasdichten Einschluß schützt. Will man im Spektralgebiet oberhalb 6000 Å messen, so kann man auch bei Dauerbelichtung Kupferoxydulphotozellen mit dünner Goldelektrode („Hinterwandzellen") benutzen, diese sind selbst ohne Schutzmaßnahmen völlig ermüdungsfrei. Schließlich lassen sich für dauernd zu bestrahlende Photozellen, wie man sie bei Registrierapparaturen verwenden muß, auch ungeschützte Kupferoxydulphotozellen benutzen, die man durch eine mindestens 150stündige intensive Bestrahlung künstlich gealtert hat.

1) Physik. Zeitschr. **35**, 16, 1934.

1) Siehe auch A. Jagersberger u. F. Schmid, Zeitschr. f. Phys. **89**, 557, 1934.

2) Für Kupferoxydul allein gilt das Ohmsche Gesetz dagegen streng, wie E. Engelhard u. B. Gudden (Zeitschr. f. Phys. **70**, 701, 1931) gefunden haben.

Berlin, Institut für Strahlenforschung der Universität, September 1934.

(Eingegangen 22. September 1934.)

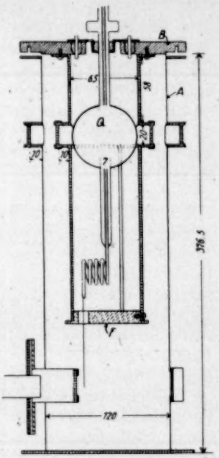
Über die Verwendung von Photozellen zur Bestimmung des Dissoziationsgrades beim Gasgleichgewicht $N_2O_4 \rightleftarrows 2\,NO_2$ aus den gemessenen Lichtabsorptionswerten.

Von K. Bergwitz und O. E. Schweckendiek.

Bei den üblichen Verfahren, Dissoziationsgrade von Gasgleichgewichten zu bestimmen, hat man stets eine bestimmte Menge der betreffenden Substanz in der Meßapparatur. Man bekommt daher den zu messenden Druck als Funktion der vorhandenen Temperatur. Um nun die Möglichkeit zu haben, sowohl den Druck als auch die Temperatur gleichzeitig variieren zu können, wurde eine neue Methode versucht. Als Versuchssubstanz wurde das Gasgleichgewicht $N_2O_4 \rightleftarrows 2\,NO_2$ durchgemessen. Die eine Komponente dieses Gleichgewichtes besitzt eine deutliche Farbe (braunrot), wohingegen N_2O_4 farblos ist. Diese günstigen Bedingungen führten uns dazu, zu versuchen, dieses Gasgleichgewicht auf Grund seiner mehr oder weniger starken Lichtabsorption durch die eine Komponente quantitativ zu verfolgen. Die Lichtabsorption wurde mit Photozellen objektiv gemessen. Die Versuchsapparatur (s. Figur) bestand aus einer Quarzkugel mit Zuleitungsrohr auf der einen Seite und mit einem Quarzspiralmanometer auf der anderen. Die Kugel hatte ein Volumen von etwa 100 ccm. Sie befand sich in einem elektrisch heizbaren Kupfermantel, der wiederum in einem Druckkessel hing. Die Temperatur wurde mit Thermoelementen, die oberhalb und unterhalb der Kugel angebracht waren, gemessen. Kupfermantel und Druckkessel hatten Öffnungen für den Lichtdurchgang; die des Druckkessels waren vakuumdicht verschlossen. Die Spitze des Spiralmanometers wurde durch ein Mikroskop von außen abgelesen. Das Manometer diente als Nullinstrument. Der Druck im Druckkessel wurde mit einem Vakuummanometer gemessen. Stand der Quarzzeiger auf der Nullmarke der Okularskala des Mikroskopes, so herrschte in beiden Gefäßen der gleiche Druck. Hat man an 2 Punkten die Lichtabsorption bei bekannten Dissoziationsgraden gemessen, so lassen sich unter gleichen Versuchsbedingungen verhältnismäßig einfach ganze Meßreihen durchführen. Ausgehend von 2 bekannten Dissoziationsgraden bei unveränderter Menge Substanz (nur T variiert), läßt sich die Menge färbender Substanz in Mol pro Liter errechnen

$$N_{NO_2} = \frac{p \cdot v \cdot 2\alpha}{R \cdot T \cdot (1 + \alpha)}.$$

Nach dieser Gleichung läßt sich die Menge NO_2 bestimmen, wenn α, p, v, T bekannt sind. Es läßt sich also für eine bestimmte Lichtintensität die Anzahl Mole färbender Substanz feststellen. Kennt man die Menge färbender Substanz an 2 verschiedenen Punkten, dann kennt man auch nach dem Beer-Lambertschen Gesetz alle zwischen diesen beiden Punkten liegenden NO_2-Konzentrationen auf Grund der Lichtintensitätsmessung.



Skizze der Versuchsapparatur. A = Druckkessel, B = Metallplatte mit elektrisch heizbarem Kupfermantel, Q = Quarzkugel mit Spiralmanometer, F = ein Dreifuß, auf dem die Quarzkugel befestigt ist. Alle Zuführungen in das Innere der Apparatur sind vakuumdicht verkittet.

Mißt man eine beliebige Intensität I_x bei einem beliebigen Druck p und bei einer beliebigen Temperatur T, so kann man α (= gesuchter Dissoziationsgrad) ermitteln. Errechnet man aus den so ermittelten α-Werten den $\log K_p$ dieses Gleichgewichtes und trägt die erhaltenen Werte auf Millimeterpapier gegen $\frac{1}{T}$ auf, so ergeben sie eine gerade Linie.

Trotzdem also bei unserer Arbeit sowohl die Temperatur als auch die Menge der Substanz fortlaufend gleichzeitig geändert wurden, ergab sich eine gute Übereinstimmung mit den auf üblichem Wege gefundenen Gleichgewichtskonstanten.

Nach dieser Methode wäre es nun möglich, auch weiterhin einmal andere Gasgleichgewichte zu untersuchen, z. B. farblose Gase, von denen aber eine Komponente irgendwo im sichtbaren oder ultravioletten Gebiet ein charakteristisches Absorptionsspektrum besitzen muß.

Braunschweig, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 26. Juni 1934.)

Zur Wirkungsweise von Zählrohr und gasgefüllter Photozelle.

Von P. Görlich.

Unter der gleichnamigen Überschrift erschien kürzlich ein Aufsatz von Teichmann[1]), der einer Berichtigung bedarf.

In dem genannten Aufsatz gibt Teichmann an, daß es durch die Benutzung dünner, scharfkantiger, möglichst schräg gegen die Kathode gestellter Anoden möglich sei, die Townsendentladung in gasgefüllten Photozellen zu stabilisieren und daß diese Erkenntnis sowie der Vorschlag, eine noch günstigere Stabilisierung der Townsendentladung durch Oxydieren der Kathode zu erzielen, in einer deutschen Patentschrift[2]) enthalten sei. Diese Auffassung stützt Teichmann allerdings nicht durch eigene Versuche, sondern nur durch die Anführung dieser Patentschrift, sowie einer Veröffentlichung von Hatschek[3]).

Zunächst sei festgestellt, daß die angeführte Patentschrift über irgendwelche Bedingungen für die Stabilisierung einer Townsendentladung überhaupt nichts aussagt. Vielmehr wird dort nur eine Anordnung zur trägheitslosen und stetigen Änderung des Widerstandes elektrischer Stromkreise mittels eines unter beiderseitiger Abgrenzung als Kontakt wirkenden, verschiebbaren Elektronenbündels angegeben. Die Wirkung wird dabei so erzielt, daß man zwischen Anode und Kathode einen leitenden Teil des zu steuernden Stromkreises legt, der dadurch in Abhängigkeit von dem Verschiebungsgrad des Strahlenbündels den Widerstand des zu steuernden Kreises ändert, daß er entweder aus Widerstandsmaterial besteht oder daß er in bezug auf den Elektronenstrahl schräg gestellt ist. Die vorstehenden Angaben sind der Patentschrift direkt entnommen. Aus der Beschreibung geht hervor, daß hierzu selbstverständlich auch eine Photokathode verwendet werden kann. Zwischen Photokathode und -anode liegt ein leitender Teil, und zwar so, daß er zum ausgelösten Elektronenbündel schräg angeordnet ist. Im besonderen wird darauf hingewiesen, daß der schräggestellte Leiter die Raumladung, also nicht die raumladungsunbeschwerte Townsendentladung, zwischen Photokathode und -anode zu verändern vermag.

Da bei den in einer gasgefüllten Photozelle herrschenden Gasdrucken (etwa 10^{-1} mm *Hg*) ein gebündelter Kathodenstrahl überhaupt nicht entstehen kann, ist ein Zusammenhang zwischen dieser Patentschrift und gasgefüllten Photozellen nicht zu erkennen. Erst recht ist die schräggestellte Anode keine Bedingung, die zur Stabilisierung der raumladungsfreien Townsendglimmentladung notwendig ist, wie insbesondere Rother und Bomke[1]) – im Einklang mit eigenen Versuchen des Verfassers – inzwischen nachgewiesen haben.

Eine Oxydation der Anode von Photozellen ist schon früher häufig vorgenommen worden[2]); es finden sich sogar Beispiele, wo diese Oxydation zu dem Zwecke vorgenommen wurde, das Einsetzen der selbständigen Entladung nach höheren Spannungen zu verlegen, obwohl die Oxydschicht in diesem Falle offenbar nur als Verlustwiderstand wirken kann. Auch die Verwendung hochkant gegen die Kathode gestellter bandförmiger Anoden ist weder neu noch besonders vorteilhaft.

Unter diesen Umständen dürfte sich die Annahme Teichmanns über die Vorteile der Elektrodenkonfiguration der Patinzelle kaum aufrechterhalten lassen, wenigstens vermochten tatsächliche Versuche, wie sie der Verfasser vorgenommen hat, diese nicht zu erweisen; vielmehr ist die wichtigste Bedingung für die Stabilisierung der Townsendentladung stets die Begrenzung der Stromdichte unterhalb eines charakteristischen Wertes und der einfachste und beste Weg hierfür bleibt nach wie vor die Benutzung eines ausreichend hohen Arbeitswiderstandes[3]). Bei Überschreitung des charakteristischen Wertes setzt die selbständige raumladungsbeschwerte Glimmentladung ein.

1) H. Teichmann, Physik. Zeitschr. **35**, 637, 1934.
2) D.R.P. 588289.
3) P. Hatschek, Kinotechnik **15**, 399, 1933.

1) F. Rother und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 703, 1934.
2) Vgl. z. B. W. Hallwachs, Gött. Nachr. S. 176, 1888; Ann. d. Phys. Chem. **34**, 731, 1888; Brit. Pat. 317, 209; B. Rajewsky, Physik. Zeitschr. **32**, 321, 1931; P. Görlich, Ann. d. Phys. (5) **13**, 831, 1932.
3) Vgl. z. B. J. Kunz und V. E. Shelford, Journ. Opt. Soc. Am. **12**, 693, 1926.

Laboratorium der Zeiss-Ikon-A.G. Dresden, Oktober 1934.

(Eingegangen 14. Oktober 1934.)

Zur Wirkungsweise von Zählrohr und gasgefüllter Photozelle (Erwiderung).

Von Horst Teichmann.

Zu den Ausführungen von P. Görlich möchte ich bemerken, daß meine Arbeit[1]) über die stabilisierenden Fähigkeiten scharfkantiger, möglichst schräg gegen die Kathode gestellter Anoden nichts enthält. Die zitierte Patentschrift[2]) aus dem Jahre 1929 war mir als historisch älteste Literaturstelle bekannt, welche eine Elektrodenkonfiguration enthält, wie sie in den neueren gasgefüllten Photozellen Verwendung findet[3]). Wird, wie ich beschrieben habe, der Widerstand in die Anode verlegt, so eignet sich nämlich dieselbe zur Stabilisierung, denn in diesem Falle ist der erforderliche, auch von Görlich erwähnte Arbeitswiderstand in die Zelle verlegt. Die weiteren Erläuterungen auf S. 638, Spalte 2, meiner Arbeit sind unter dem Gesichtspunkt des Parallelismus mit den analogen Vorgängen beim Zählrohr zusammengestellt. Ihr Inhalt kann teils der a. a. O. zitierten Arbeit von P. Hatschek, teils aus der bekannten Buchliteratur über den Photoeffekt entnommen werden. Insbesondere scheint mir die Notwendigkeit der Verwendung stark unsymmetrischer Felder zwischen flächenhafter Kathode und dünner, beispielsweise drahtförmiger Anode zur Stabilisierung der Townsendglimmentladung durch die von B. Rajewski[1]) am Lichtzähler durchgeführten Untersuchungen bewiesen.

1) H. Teichmann, Physik. Zeitschr. **35**, 637, 1934.

2) D.R.P. 588289, Kl. 21c, Gr. 35/08.

3) Insbesondere ergibt sich das für mich aus der Figur 5 der Patentschrift in Verbindung mit der Beschreibung.

1) B. Rajewski, Physik. Zeitschr. **32**, 321, 1931; Ann. d. Phys. **20**, 13, 1934.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Oktober 1934.

(Eingegangen 9. November 1934.)

BESPRECHUNGEN.

H. F. Biggs, The Electromagnetic Field. Gr.-8°. VIII und 158 S. Mit 38 Figuren. Oxford 1934. At the Clarendon Press (H. Milford). Preis 10s. 6d. net.

Das Buch enthält Vektoranalysis, Elektrodynamik und spezielle Relativitätstheorie in klarer und übersichtlicher Darstellung. Das System der Maxwellschen Gleichungen wird aus dem Kraftgesetz für die ruhende und die bewegte elektrische Punktladung abgeleitet, wobei allerdings gelegentlich ein freier Magnetpol Assistenz leistet. Die durch diese Ableitung aus einer gemeinsamen Wurzel bedingte Verwandtschaft zwischen den verschiedenen elektrodynamischen Gesetzen wird durch eine übersichtliche Tabelle (S. 19) veranschaulicht. Da der Verfasser gelegentlich zugunsten der Plausibilität und Anschaulichkeit der Ableitung auf Allgemeingültigkeit und mathematische Strenge der Beweisführung verzichtet, eignet sich das Buch in erster Linie als Wegweiser für Studierende, die einen Überblick über die vielfachen Zusammenhänge zwischen den elektromagnetischen Erscheinungen zu erhalten wünschen. Aber auch jeder, der leichtverständliche und anschauliche Begründungen für elektromagnetische Gesetze zu geben hat, wird aus dem Buch manche Anregung empfangen. Scherzer.

Louis de Broglie, L'électron magnétique (Théorie de Dirac). 8°. VIII und 315 S. Mit 4 Abb. Paris 1934. Hermann & Cie. Fr. 100.—.

Die Diracsche Theorie des Drehelektrons ist eines der wichtigsten Kapitel der modernen Quantentheorie und seit der Entdeckung des Positrons, die eine so glänzende Bestätigung Diracscher Ideen bildete, wieder eins der aktuellsten Kapitel. Das vorliegende Buch des berühmten theoretischen Entdeckers der Materiewellen behandelt mit großer Gründlichkeit die Ergebnisse der von Dirac selbst und von einer Reihe anschließender Verfasser durchgeführten Untersuchungen. Das erste, einleitende und vorbereitende Drittel des Buches bringt eine Übersicht der durch die Diracsche Theorie erledigten Probleme in ihrem Zustand vor der Diracschen Theorie. Beginnend mit der Bohr-Sommerfeldschen Theorie des H-Atoms, führt der Verfasser die Gesetzmäßigkeiten der Alkalispektren, der Röntgendubletts und der Zeemaneffekte vor, samt ihrer anschaulichen Deutung nach Goudsmit-Uhlenbeck. Danach wird in mehreren Kapiteln die Wellenmechanik des Elektrons in der vor der Diracschen Theorie erreichten Form erläutert. Das zweite Drittel bringt sodann die Diracsche Theorie, ihre Grundlagen und ihre allgemeinen Folgerungen; der Inhalt vieler zerstreuter Untersuchungen wird hier zum ersten Male einheitlich zusammengefaßt. Aus der zu Anfang dieses zweiten Teils gegebenen Darstellung der Darwin-Paulischen „Zweikomponententheorie" scheint uns jedoch die positive Bedeutung dieser Theorie zu wenig hervorgehoben; man erfährt nicht recht, daß diese Theorie tatsächlich eine in bestimmtem Umfang durchaus zuverlässige und einwandfreie Approximation an die exakte Diracsche Theorie darstellt, welche insbesondere für alle die optischen Spektren betreffenden Fragen vollkommen ausreichend ist — und welche außerdem noch den Vorzug hat, nicht mitbetroffen zu werden von den Schwierigkeiten und Komplikationen, die sich für die exakte Theorie in Gestalt der negativen Energien ergeben. Der dritte Teil

des Buches bringt die speziellen Anwendungen der Diracschen Theorie (Feinstrukturformel; Zeemaneffekt; „Polarisation" der Elektronenwellen), ferner Besprechung der negativen Energien und diesbezüglicher Untersuchungen, wie der Schrödingerschen Zitterbewegung. Die Diracsche „Löchertheorie", welche die Grundlage für das Verständnis der Positronen und ihrer Eigenschaften bildet, ist jedoch leider noch nicht mit einbezogen.

P. Jordan, Rostock.

A. H. Davis, Modern Acoustics, Gr.-8°. XII und 345 S. Mit 104 Figuren, 14 Tabellen und 8 Tafeln. London 1934. G. Bell and Sons Ltd. Geb. 26 shill.

Das Buch stellt einen knappen Grundriß der technischen Akustik dar. Der Verfasser geht von den theoretischen Grundlagen der Akustik und von den Forschungsergebnissen früherer Jahre aus, so daß der Leser einen Überblick über die moderne Entwicklung erhält. Da der Hauptzweck des Buches darin besteht, eine Einführung in die praktischen Probleme zu geben, wie sie im Nachrichtenwesen, in der Geräuschbekämpfung, in der Raumakustik usw. gestellt werden, ist aus dem Stoff der gesamten Akustik eine Auswahl in bestimmter Richtung getroffen worden. Im Vordergrund steht die Beschreibung der Apparate und Methoden, mit denen der technische Akustiker heutzutage umgeht. Die Arbeiten der allerletzten Jahre sind in reichem Maße berücksichtigt; oft sind ihre Ergebnisse in der Form kurzer Berichte wiedergegeben. Die theoretischen Grundgesetze werden nur ganz kurz mitgeteilt. Gebiete, die für die technischen Aufgaben von geringerer Bedeutung sind, wie etwa die Schwingungen von Saiten und Stäben und ihre Anwendungen bei den Musikinstrumenten, sind fortgelassen.

Im folgenden sei eine kurze Inhaltsübersicht gegeben: Nach dem einleitenden ersten Kapitel bringt Kap. 2 die mechanischen Schwingungsgesetze unter Einführung des Impedanzbegriffes. Die nächsten drei Kapitel behandeln Aufbau und Wirkungsweise der für die moderne Akustik wichtigsten Schallquellen, die Gesetze der Schallabstrahlung und schließlich die mechanisch-elektrischen Wechselbeziehungen der Schallsender. Im Kap. 6 werden einige elektrische Apparate beschrieben, die für den technischen Akustiker unentbehrlich sind: Röhrensender, Gleichrichter, Verstärker, Oszillographen. Die beiden folgenden Kapitel sind den Schallintensitätsmessungen gewidmet. Daran schließt sich ein Kapitel über die Nachhallmethode zur Bestimmung der Schallabsorption an. Weiterhin geht der Verfasser auf die verschiedenen Methoden der Frequenzmessung, auf die Klanganalyse und die Wirkungsweise akustischer Filter ein. Kap. 12 bringt die Definition der akustischen Impedanz, ihre Berechnung und experimentelle Bestimmung im Zusammenhang mit den Problemen der Schallleitung, Kap. 13 die Gesetze der Schallabsorption. Es folgt ein Kapitel über das Ohr und das Hören. Im Anschluß hieran werden die Methoden der Geräuschmessung und Geräuschunterdrückung und die Gesetze der Raumakustik besprochen. Im Kap. 17 wird die Schallaufzeichnung durch Grammophon und durch Tonfilm sehr kurz dargestellt. Das letzte Kapitel enthält einige Beispiele für die Anwendung akustischer Messungen. Es folgt dann noch ein Anhang, in dem mathematische Formeln und Ableitungen angegeben werden.

Das Buch erscheint durchaus geeignet, dem Studenten sowie dem in der Praxis arbeitenden Akustiker eine kurze Übersicht über das Gebiet der technischen Akustik zu geben. Für den Leser, der durch das Studium von Spezialarbeiten tiefer in den Stoff eindringen will, sind die zahlreichen Hinweise auf die neueste Literatur äußerst wertvoll.

K. Schuster.

Handbuch der Astrophysik. Hrsg. von G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. Bd. V: Das Sternsystem. 1. Hälfte. 1. Teil. I. Gr.-8°. X und 574 S. Mit 173 Abb. 2. Hälfte. 1. Teil. II. Gr.-8°. X und 582 S. Mit 118 Abb. und 2 Tafeln. Berlin 1934. Julius Springer. Je RM 96.—, geb. RM 99.—.

Von den sechs Bänden des Handbuches der Astrophysik sind zwei Bände dem Sternsystem gewidmet. Um ein unhandliches Format zu vermeiden, mußte bei der Fülle des Stoffes der hier vorliegende Band V in zwei selbst wieder sehr umfangreiche Teile zerlegt werden.

Erste Hälfte. Die Reihenfolge der zu behandelnden Themen ist sehr glücklich gewählt, entspricht sie doch ganz der geschichtlichen Entwicklung, die jede Naturwissenschaft zu nehmen pflegt, Beschreibung und Sammlung von Beobachtungsmaterial, Ordnung desselben und Deutung der darin verborgenen Gesetzmäßigkeiten. So beginnt Band V mit einem Beitrag von R. H. Curtiss, Ann Arbor: Classification and Description of Stellar Spectra, in dem auf 107 Seiten sämtliche Klassifikationen, von den ältesten angefangen, behandelt werden. So wie die Klassifikation der Sternspektren nach rein äußerlichen Gesichtspunkten ohne physikalischen Hintergedanken ursprünglich nur ersonnen worden ist, um Ordnung in ein scheinbares Chaos zu bringen, so vermeidet der Artikel auch jede physikalische Deutung. Diese bleibt anderen Kapiteln vorbehalten. Die Klassifikation ist ein großes Arbeitsgebiet für sich geworden, und es ist darum zu begrüßen, daß sie hier einmal eine erschöpfende und umfassende Darstellung gefunden hat.

Sinngemäß schließt sich nun ein Beitrag von Fr. Becker, Bonn, an: Zur Statistik der Spektraltypen. Statistik auf Grund der scheinbaren Helligkeit und Verteilung der Sterne, und Spektralstatistik unter Berücksichtigung der absoluten Helligkeiten und der räumlichen Verteilung der Sterne.

Kapitel 3 von A. Brill, Neubabelsberg, behandelt die Temperaturen der Fixsterne, die Möglichkeiten der verschiedenen Temperaturdefinitionen im Anschluß an den schwarzen Körper und ihre Bestimmung aus Intensitätsmessungen bei diskreten Wellenlängen oder aus Messungen von Integralhelligkeiten in begrenzten Wellenlängenbereichen, schließlich aus Messungen von Linienintensitäten unter Zuhilfenahme der Theorie der thermischen Ionisation in den Atmosphären der Fixsterne.

Den Abschluß der ersten Hälfte bildet ein umfangreicher Artikel von Knut Lundmark, Lund: Luminosities, Colours, Diameters, Densities, Masses of the Stars. Der Beitrag umfaßt, soweit er in der ersten Hälfte untergebracht ist, 364 Seiten und behandelt hier: a) Apparent stellar magnitudes, b) Stellar colours, c) Absolute magnitudes and some other problems.

Zweite Hälfte. Die zweite Hälfte bringt zunächst die Fortsetzung des Lundmarkschen Artikels. Auf weiteren 121 Seiten werden behandelt: d) The diameters of the stars, e) The densities of the stars, f) The masses of the stars. Der Umfang dieses Beitrages von 485 Seiten – dazu kommt noch in einem Anhang von 75 Seiten ein Katalog heller Sterne und ein Katalog von Sterndurchmessern – scheint auf den ersten Blick übertrieben groß. Bei der Lektüre kommt man allerdings zu einer anderen Ansicht, ist doch hier von einem großen Sachkenner alles zusammengetragen, was man bisher mühsam selbst aus der Literatur zusammensuchen mußte. Es gibt wohl kaum eine Frage, über die sich hier keine Auskunft findet.

Im 5. Kapitel behandelt H. Shapley, Cambridge (Mass.), das Thema: Stellar Clusters. Shapley ist der Astronom, der sich am intensivsten mit den Sternhaufen beschäftigt hat und darum der berufenste Mann, um darüber zu berichten. Man findet hier vieles über Klassifikation, Zahl und Verteilung, über Spektren, veränderliche Sterne in Sternhaufen, Verteilung der Sterne in Kugelhaufen, ferner über ihre Entfernung und noch vieles andere. Ein besonderer Abschnitt ist der Durchsichtigkeit des Weltraumes gewidmet. Diese Frage ist von grundlegender Bedeutung für die Entfernungsbestimmung, da beide Probleme nicht unabhängig voneinander gelöst werden können.

Nach den Sternhaufen bringt Heber D. Curtiss, Ann Arbor: The nebulae. Behandelt werden der Reihe nach die diffusen Nebel, die planetarischen Nebel und die Spiralnebel.

Den Abschluß des V. Bandes bildet der Artikel von B. Lindblad, Stockholm: Die Milchstraße. Sind in den vorangehenden Kapiteln individuelle Charakteristika der Sterne oder bestimmte Gebilde aus den Tiefen des Weltraumes behandelt, so wird hier zuletzt unser Sternsystem als Ganzes betrachtet. Vorangestellt ist eine Beschreibung des allgemeinen Bildes der Milchstraße und die visuellen und photographischen Beobachtungsmethoden, sowie der Einfluß der diffusen Nebel auf das Milchstraßenbild. Es folgen astrophysikalisch-statistische Untersuchungen über die Natur der Milchstraße und zuletzt in der Dynamik der Milchstraße unter anderem auch die vom Verfasser selbst aufgestellte Theorie der Milchstraße, die sich vor allen anderen durch ihre innere Geschlossenheit auszeichnet.

Eine ausführliche Würdigung des Bandes scheint in einem kurzen Referat kaum möglich. Es sei darum nur nochmals zusammenfassend gesagt, daß hier ein außerordentlich reichhaltiges Tatsachenmaterial von den berufensten Autoren zusammengetragen worden ist, so daß man kaum noch wie früher genötigt ist, zu den Originalarbeiten zu greifen. Werner Schaub.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. L. 424. Hrsg. von Emil Abderhalden. Abt. V. Methoden zum Studium der Funktionen der einzelnen Organe des tierischen Organismus, Teil 5 A, Heft 8. Nicolai, L., Die Methode der Licht-Stromformung. Mit 68 Abb. Gr.-8°. 88 S. Wien 1934. Urban & Schwarzenberg. RM 5.—

Wenn der Physiker sich der kleinen Mühe der Durchsicht des 84 Seiten starken Heftchens mit dem ungewohnten Titel unterzieht, so muß er ohne weiteres zugeben, daß der Verfasser die Ergebnisse elektro-optischer Forschungen zu verwenden weiß. Sowohl die häufigen Literaturzitate als auch die praktischen, für Physiologen und Biologen gedachten Hinweise zeigen, daß er gewissenhaft das Wissenswerte auf dem Gebiete der Umwandlung von Lichtimpulsen in Strom- oder Spannungsschwankungen zusammengetragen und für die Zwecke der Physiologen gesichtet hat.

Auf eine kurze Einleitung läßt der Verfasser zunächst eine phänomenologische Beschreibung der gebräuchlichen Alkalimetallzellen folgen. Die Eigenschaften dieser wohl wichtigsten „elektrischen Augen" werden im Hinblick auf ihre spektrale Selektivität, Strom-Spannungs- und Licht-Stromcharakteristik und Frequenzabhängigkeit aufgeführt. Eine (etwas unnötig lange) Beschreibung der infolge ihrer vielen Nachteile kaum benutzten Selen- und Thallofidwiderstandszellen führt zu den Sperrschichtzellen, deren Eigenschaften recht vollständig unter Zuhilfenahme der bekannten Photozellenliteratur wiedergegeben werden. Einem Abschnitt über die Theorie des Photoverstärkers (Gründe der Frequenzabhängigkeit, Zeitkonstante der Schaltelemente) folgen praktische Hinweise, die der Verfasser durch eigene Erfahrungen beim Bau und Betrieb von Photoverstärkern für physiologische Zwecke ergänzt. Das Heftchen wird beschlossen durch einen Abschnitt über die Herstellung definierter Photostromänderungen mit Hilfe von mechanischen Blendenanordnungen für die Modulation des Lichtes, das auf die Photozellen fällt. Auch hier macht sich der Verfasser die Theorien und Erfahrungen der Fernsehtechnik zunutze.

Im ganzen gesehen ist es natürlich so, daß dem Physiker, der mit diesen Problemen beschäftigt ist, das Büchlein keine neuen Erkenntnisse vermitteln kann und auch nicht will, aber es ist kein Zweifel, daß diese gute Zusammenstellung elektrooptischer Probleme für alle verwandten Gebiete (Chemiker usw.) recht nützlich sein wird, da der Verfasser jeden, den Nichtfachmann doch nicht interessierenden Ballast vermeidet und doch so viel sagt, daß ein guter Überblick über die wesentlichsten Dinge gewährleistet ist. R. Goldammer.

W. Nusselt, Technische Thermodynamik. Sammlung Göschen 1084. Kl.-8°. 144 S. Mit 65 Abb. Berlin und Leipzig 1934. W. de Gruyter & Co. RM 1.62.

Das Büchlein enthält das Wichtigste, was zur Einführung in die Grundlagen der technischen Thermodynamik für den Fachmann von Bedeutung ist. Zunächst werden die allgemeinen Zustandsänderungen, die Zustandsgleichungen der vollkommenen Gase und die Hauptsätze besprochen. Dann folgen drei Kapitel über die Eigenschaften des trocken gesättigten, nassen und überhitzten Dampfes. Zwei Zahlentafeln über die thermischen Größen verschiedener Gase und die Zustandsgrößen des trocken gesättigten Wasserdampfes ergänzen das Buch. Nicht behandelt werden dagegen die Fragen des Wärmetransportes.

Die bekannte Sammlung Göschen ist durch ein wertvolles Büchlein aus der Feder eines ersten Fachmannes bereichert worden. A. Naumann.

I. A. Prins, Grondbeginselen van de hedendaagse Natuurkunde. 239 S. Mit 168 Fig. und 5 Tafeln. Groningen 1934. J. B. Wolters. f 4.90.

Das Vorwort zeigt an, daß das Buch in Kürze und mit geringen mathematischen Hilfsmitteln den Leser mit der modernen Physik bekanntmachen will. „Es wendet sich in seinem großgedruckten Text an Leser mit mäßigen Vorkenntnissen und bescheidener Zielsetzung, z. B. an Medizinstudenten", in seinem kleingedruckten Text an Leser mit mehr Vorkenntnissen und weitergehendem Interesse.

Ich konnte mich davon überzeugen, daß der naturwissenschaftlich interessierte, gebildete Laie das Buch mit viel Freude und Verständnis liest. Es erinnert den Leser in den ersten Kapiteln und zu Beginn der späteren an die ihm vertrauten Ergebnisse des Physikunterrichts und nimmt ihm dadurch die Scheu vor dem gefürchteten Nichtverstehen. Vorsichtig, jedoch sicher, führt es ihn von den klassischen Formulierungen zu den neueren und neuesten Gebieten der physikalischen Forschung.

Aus der Schulphysik wird nur so viel bereitgestellt, aber dies in einprägsamer und das Wesentliche heraushebender Form, als zum Verständnis der neueren Physik notwendig ist. So geht es über die Grundgesetze der Mechanik, Wellenlehre und Elektrizitätslehre — immer die Erscheinungen aus den verschiedenen Gebieten, z. B. Schwingungen parallel betrachtend — über kinetische Theorie, Atombau, Gasentladungen zu den Frequenzspektren, der Quantentheorie, dem periodischen System bis zur heutigen Kernphysik.

Die Darstellung muß als sehr klar und doch knapp genug bezeichnet werden. Die Hauptergebnisse sind in graphischer und tabellarischer Form zusammengestellt, zum Teil auf losen Tafeln dem Buch beigefügt, so daß der Leser sie während der Lektüre stets verfolgen kann und sie ihm immer klarer und inhaltsreicher erscheinen.

Die Buchausstattung, insbesondere die sehr große Zahl der Figuren ist musterhaft. So stellt sich das Buch als ein in seiner Art vorbildliches dar, und man darf Verfasser und Verleger gleichermaßen beglückwünschen. R. Viohl.

Schnippenkötter-Weyres, Physik für höhere Lehranstalten. Oberstufe. Lehrerbuch. 878 S. Mit 1221 Abb. Berlin und Bonn. 1934. Ferd. Dümmlers Verlag. Leinen RM 37.—.

Dem an gleicher Stelle besprochenen Lehrerhandbuch für die Unterstufe sowie der Oberstufe ist nun das Lehrerhandbuch für die Oberstufe gefolgt. Das Buch enthält linksseitig den Text des Schülerbuches und rechtsseitig eine erstaunliche Fülle von wissenschaftlichen, didaktischen und experimentellen Hinweisen und Anmerkungen für den Lehrer. Man könnte cum grano salis das Lehrerhandbuch als „kleinen Kohlrausch für die Schulpraxis" bezeichnen, ist es doch in vieler Beziehung auch als Nachschlagewerk zu benutzen (Tabellen, physikalische Konstanten, Biographisches, technisch-wirtschaftliche Anmerkungen usf.). Die ergänzenden Bemerkungen sind so reichhaltig, daß die Verfasser selbst — und sehr mit Recht — davor warnen, nicht der Gefahr zu unterliegen, den erweiterten Text der Lehrerausgabe dem Unterricht zugrunde zu legen. Die außerordentlich hohe Zahl von Abbildungen (1221!) spricht von selbst dafür, daß Anschaulichkeit oberstes Prinzip ist. Vor allem ist das Lichtbild weitgehend in den Dienst des Unterrichts gestellt. Die in Frage kommenden Lichtbilder sind zur sofortigen Orientierung verkleinert im Text wiedergegeben, was allerdings Besitz oder Erwerb der Bilder voraussetzt.

Besonderes Interesse begegnet den didaktischen Anmerkungen zur Gestaltung der „neuen" Elektrizitätslehre, die von den Verfassern in starker Anlehnung an R. W. Pohls Vorschläge und Versuchsanordnungen vorgenommen worden ist. Sehr mit Recht ist aus dem Primat der Anschaulichkeit heraus der Begriff der Elektrizitätsmenge „allen anderen Betrachtungen vorangestellt". Erst dann wird der Feldbegriff erarbeitet. Daß die trefflichen Apparaturen von Roller und Prix zum Vorteil des Ganzen allenthalben auftauchen, sei noch einmal hervorgehoben.

Man wird das dickleibige Buch für Unterricht und Freizeit gern zur Hand nehmen, vielerlei Belehrung und Anregung gewinnen und eher ein Zuviel als ein Zuwenig finden. Wolf.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität München Dr. Otto Scherzer für Physik, Dr. Peter Wulff für physikalische Chemie und Fräulein Dr. Elisabeth Dane für Chemie, an der Universität Würzburg Dr. Wilhelm Bockemüller für Chemie, an der Universität Erlangen Dr. Günther Mönch für praktische Physik, an der Technischen Hochschule München Dr. Angelo Knorr für physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Hans Wolfgang Kohlschütter für anorganische und analytische Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität München Dr. Wilhelm Raabe zum ord. Professor der Astronomie ebenda, der Privatdozent für Wärme- und Energiewirtschaft an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Heinrich Netz zum a. o. Professor ebenda, der Professor für angewandte Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Ulrich Dehlinger, Dr. E. Scheil in Dortmund und der Privatdozent für physikalische Chemie an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Wolfgang Seith zu Abteilungsvorstehern am Kaiser-Wilhelm-Institut für Metallforschung in Stuttgart.

In den Ruhestand: Der Honorarprofessor für Chemie und Hüttenkunde an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Fritz Hofmann.

Gestorben: Der frühere Präsident der British Mathematical Society und Professor der Mathematik an der University Cambridge (England) Sir Horace Lamb F. R. S. in London, der ord. Professor der Chemie an der Universität Tübingen Dr. Jacob Meisenheimer, der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Gießen Dr. Wilhelm Meigen, der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Heidelberg Dr. Karl Bopp.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.